

# VT-Forschungsbericht 2017-03

## Entwicklung und Anwendung von Hochgeschwindigkeits-Lasermess- technik zur Untersuchung von Selbstzündung

Dipl.-Phys. Christoph M. Arndt

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Verbrennungstechnik  
Stuttgart



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

**Institut für  
Verbrennungstechnik**

Pfaffenwaldring 38-40  
70569 Stuttgart

Telefon  
Telefax

(0 7 11) 68 62 - 3 08  
(0 7 11) 68 62 - 5 78

Als Manuskript gedruckt.  
Abdruck oder sonstige Verwendung  
nur nach Absprache mit dem Institut gestattet

D93, Stuttgart

# **Entwicklung und Anwendung von Hochgeschwindigkeits-Lasermesstechnik zur Untersuchung von Selbstzündung**

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

**Dipl.-Phys. Christoph M. Arndt**

aus Stuttgart

Hauptberichter:

Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner

Mitberichter:

Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler

Tag der mündlichen Prüfung

5. Mai 2017

Institut für Verbrennungstechnik der Luft- und Raumfahrt  
der Universität Stuttgart

2017





Difficulties mastered are opportunities won.

*Sir Winston Churchill (1874-1965)*

Britischer Premierminister und Literaturnobelpreisträger



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. in Stuttgart. An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die mich während meiner Promotion unterstützt haben.

Allen voran danke ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Manfred Aigner für die freundliche Aufnahme an seinem Institut und das entgegengebrachte Vertrauen. Prof. Dr. Andreas Dreizler vom Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik der TU Darmstadt danke ich für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Mitberichts, Prof. Dr. Bernhard Weigand vom Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt der Universität Stuttgart danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Dr. Wolfgang Meier für die vielen hilfreichen Diskussionen und gewährten Freiheiten sowie die stets offene Tür. Prof. Dr. Jeffrey Sutton, Dr. Michael Papageorge und Dr. Frederik Fuest vom Department for Mechanical and Aerospace Engineering der Ohio State University danke ich für die Möglichkeit, während eines Forschungsaufenthaltes zeitlich hochauflösende planare Rayleigh-Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, durchzuführen, sowie für die Unterstützung bei der Auswertung der Messdaten und den fachlichen Rat. Dr. Robert Schießl vom Institut für Technische Thermodynamik des Karlsruher Instituts für Technologie danke ich für die Durchführung der 1D-Simulationen von zündenden Grenzschichten, die Eingang in diese Arbeit gefunden haben. Meinen (ehemaligen) Kollegen Prof. Dr. Adam Steinberg und Dr. Isaac Boxx sowie Dr. Campbell Carter vom Air Force Research Laboratory danke ich für viele hilfreiche Tipps zur Hochgeschwindigkeits-Laserdiagnostik.

Meinen Kollegen der Abteilung Verbrennungsdiagnostik danke ich für die immer freundliche Arbeitsatmosphäre. Den Kollegen der Versuchsvorbereitung um Jens Kreeb danke ich für die stets zuverlässig ausgeführten mechanischen Arbeiten und den Bau des DLR JHC Brenners. Ebenso danke ich meinen Studenten und Abschlussarbeitern für ihre Unterstützung. Auch den Kollegen der Nachbarabteilungen, allen voran Martina Hohloch und Hannah Seliger, der Brettspielrunde (Dr. Markus Köhler, Dr. Holger Ax, Dr. Oliver Lammel, Christoph Schmalhofer) und dem (ehemaligen) Instituts-PR-Team (Stefan Hasemann, Dr. Julia Fleck, Katrin Wolf) danke ich für die gute Atmosphäre und die Aktivitäten neben der Arbeit.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie für den steten Rückhalt, besonders meinen Eltern, die mich immer unterstützt haben und mir erst ermöglicht haben, soweit zu kommen, und meiner Frau Christine für einfach alles.

Christoph Arndt, im September 2017



# Inhaltsverzeichnis

<b>Verwendete Abkürzungen und Symbole</b>	<b>9</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>15</b>
<b>Abstract</b>	<b>17</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>19</b>
1.1 Motivation . . . . .	19
1.2 Stand der Technik . . . . .	21
1.3 Zielsetzung und Inhalt der Arbeit . . . . .	32
<b>2 Grundlagen der Selbstzündung</b>	<b>33</b>
2.1 Die Theorie von Semenoff . . . . .	34
2.2 Zündverzugszeit . . . . .	35
2.3 Oxidation von Kohlenwasserstoffen . . . . .	37
2.4 Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung . . . . .	42
2.5 Zündung in vorgemischten Systemen . . . . .	43
2.6 Zündung in nicht-vorgemischten Systemen . . . . .	45
2.7 Selbstzündung in turbulenten Strömungen . . . . .	48
<b>3 Turbulente Freistrahlen</b>	<b>51</b>
3.1 Freistrahlen im stationären Zustand . . . . .	51
3.2 Transiente Freistrahlen . . . . .	54
<b>4 Optische und laserbasierte Verbrennungsdiagnostik</b>	<b>55</b>
4.1 Wechselwirkung von Licht mit Molekülen . . . . .	55
4.2 Chemolumineszenz . . . . .	67
<b>5 Experimenteller Aufbau</b>	<b>71</b>
5.1 DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner . . . . .	71
5.2 Eingesetzte Lasersysteme . . . . .	75
5.3 Hochgeschwindigkeitskameras . . . . .	78

5.4	Versuchsaufbau und Versuchsablauf . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Datenauswertung</b>	<b>85</b>
6.1	Rayleigh-Messungen . . . . .	85
6.2	Chemolumineszenz . . . . .	91
6.3	Planare laserinduzierte Fluoreszenz . . . . .	93
6.4	1D-Simulation von zündenden Grenzschichten . . . . .	95
<b>7</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>97</b>
7.1	Charakterisierung der Randbedingungen . . . . .	98
7.2	Stationärer Fall: Jet-in-Hot-Coflow . . . . .	105
7.3	Transienter Fall: Gepulste Brennstoffeindüsung . . . . .	131
7.4	Selbstzündung in transienten Freistrahlen . . . . .	139
7.5	Einfluss der Randbedingungen auf die Selbstzündung . . . . .	148
7.6	1D-Simulationen zur Abschätzung des Einflusses von Streckung . . . . .	157
7.7	Einfluss von Mischungsbruch, Temperatur und skalarer Dissipation . . . . .	163
7.8	Dynamik von Zündkernen . . . . .	172
7.9	Selbstzündung von höheren Kohlenwasserstoffen . . . . .	176
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>181</b>
8.1	Zusammenfassung . . . . .	181
8.2	Ausblick . . . . .	184
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>185</b>
A.1	Laminare Flammgeschwindigkeiten . . . . .	185
A.2	Beispiele für Selbstzündereignisse . . . . .	187
A.3	Fehlerbetrachtung . . . . .	190
	Veröffentlichungen . . . . .	207
	Urheberrechtliche Angaben . . . . .	213
	<b>Literatur</b>	<b>215</b>

# Verwendete Abkürzungen und Symbole

Abkürzung	Bedeutung
AMP	Amplifier / Verstärker
ÄRZ	Äußere Rezirkulationszone
ASE	Amplified Spontaneous Emission / Verstärkte Spontane Emission
BBO	$\beta$ -Bariumborat
BS	Brennstoff
CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy
CCD	Charge-Coupled Device
CH	CH-Radikal
CH*	Elektronisch angeregtes CH-Radikal
CH <sub>4</sub>	Methan
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	Propan
CL	Chemolumineszenz
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
cw	continous wave / Dauerstrich
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DME	Dimethylether
DNS	Direkte Numerische Simulation
DPSS	Diode Pumped Solid State / Diodengepumpter Festkörper
FLOX <sup>®</sup>	Flammenlose Oxidation
H <sub>2</sub>	Wasserstoff
H <sub>2</sub> CO	Formaldehyd (Methanal)
H <sub>2</sub> O	Wasser
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition Homogene Kompressionszündung
HEPBLS	High-Energy Pulse-Burst Laser System
HS	High Speed / Hohe Wiederholrate
IRO	Intensified Relay Optics / Bildverstärker
IRZ	Innere Rezirkulationszone
JHC	Jet-in-Hot-Coflow

Abkürzung	Bedeutung
JHX	Jet-in-Hot-Crossflow
KWK	Kraft-Wärme-Kopplung
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LII	Laserinduzierte Inkandeszenz
MILD	Moderate and Intense Low oxygen Dilution
N <sub>2</sub>	Stickstoff
NO	Stickoxid
Nd	Neodym
NG	Natural Gas / Erdgas
OH	Hydroxyl-Radikal
OH*	Elektronisch angeregtes Hydroxyl-Radikal
OPO	Optisch-Parametrischer Oszillator
Ox	Oxidator
PFR	Plug Flow Reactor
PIV	Particle Image Velocimetry
S-PIV	Stereoskopische Particle Image Velocimetry
PLIF	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
PVC	Precessing Vortex Core
RET	Rotational Energy Transfer / Übertrag von Rotationsenergie
SD	Standard Deviation / Standardabweichung
sl	Standardliter (bei 1013 mbar und 273,15 K)
TNF	International Workshop on Turbulent (Non-)Premixed Flames
UV	Ultraviolett
VET	Vibrational Energy Transfer / Übertrag von Vibrationsenergie
YAG	Yttrium Aluminum Granat
YLF	Yttrium Lithium Fluorid
YVO <sub>4</sub>	Yttrium Ortho-Vanadat
SNR	Signal-to-Noise Ratio / Signal-Rausch-Verhältnis
PDF	Probability Density Function / Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion



Symbol	Bedeutung	Einheit / Wert
a	Polarisierbarkeit	$(\text{A}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^2)/\text{V}$
A	Fläche	$\text{m}^2$
A	Präexponentieller Faktor (Reaktionsordnung n)	$(\text{l}/\text{mol})^{n-1} / \text{s}$
$\alpha$	Temperaturleitfähigkeit ( $= \lambda / \rho \cdot C_p$ )	$\text{m}^2/\text{s}$
$\alpha$	Wärmeübertragungskoeffizient	$\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$
B	Rotationskonstante	$1/\text{m}$
c	Spezifische Wärmekapazität ( $= C / m$ )	$\text{J}/\text{g}\cdot\text{K}$
c	Lichtgeschwindigkeit	$299792458 \text{ m/s}$ [1]
C	Wärmekapazität	$\text{J}/\text{K}$
C	Molekülkonzentration / Teilchenzahldichte	-
$\chi$	Skalare Dissipationsrate	$1/\text{s}$
$\chi_e$	Anharmonizitätskonstante	-
d	Charakteristische Länge	$\text{m}$
D	Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2/\text{s}$
D	Düsendurchmesser	$\text{m}$
$\eta$	Quanteneffizienz	-
E	Energie	$\text{J}$
E	Feldstärke	$\text{V}/\text{m}$
$\epsilon$	Energiezustand	-
f	Brennweite	$\text{m}$
f/	Blendenzahl	-
g	Entartung	-
G	Streckungsrate	$1/\text{s}$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,626070040\cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ [1]
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum / $2 \pi$	$1,054571800\cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ [1]
I	Intensität	-
I	Trägheitsmoment	$\text{kg}\cdot\text{m}^2$
J	Rotationsquantenzahl	-
k	Geschwindigkeitskoeffizient (Reaktionsordnung n)	$(\text{l}/\text{mol})^{n-1} / \text{s}$
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$1,38064852\cdot 10^{-23} \text{ J}/\text{K}$ [1]
K	Drehmoment	$\text{N}\cdot\text{m}$
$\lambda$	Luft-Brennstoff-Verhältnis ( $= 1 / \phi$ )	-
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$
Le	Lewis-Zahl	-
m	Masse	$\text{g}$
m	Massenstrom	$\text{g}/\text{min}$

## Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit / Wert
M	Stoßpartner	-
M	Abbildungsmaßstab	-
$\mu$	Dynamische Viskosität ( $= \nu \cdot \rho$ )	Pa·s
n	Reaktionsordnung	-
N	Teilchenzahldichte	1/m <sup>3</sup>
$\nu$	Kinematische Viskosität	m <sup>2</sup> ·s
$\nu$	Frequenz	1/s (= Hz)
$\dot{\omega}$	Reaktionsrate	1/s
$\omega_e$	Kreisfrequenz	1/s
$\Omega$	Raumwinkel	rad
p	Druck	Pa
$\phi$	Äquivalenzverhältnis ( $= 1/\lambda$ )	-
Pr	Prandtl-Zahl	-
Q	Thermische Energiefreisetzung	W
Q	Zustandssumme	-
$\dot{q}$	Wärmefreisetzungsrate / Wärmeverlust	W
r	Reaktionsrate	1 / s
r	Radius	m
R	Universelle Gaskonstante	8,3144598 J/mol·K [1]
$\rho$	Dichte	kg / m <sup>3</sup>
Re	Reynolds-Zahl	-
S	Signalintensität	-
$\sigma$	Streuquerschnitt	m
$\sigma_{abs}$	Absorptionskoeffizient	-
Sc	Schmidt-Zahl	-
t	Zeit	s
T	Temperatur	K
$\tau$	Zündzeitpunkt	s
U	Geschwindigkeit	m/s
$v$	Vibrationsquantenzahl	-
v	Strömungsgeschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m <sup>3</sup>
x, y, z	Kartesische Koordinaten	m
X	Molenbruch	-
Y	Massenbruch	-
$\xi$	Mischungsbruch	-

# Indizes

Index	Bedeutung
$(\cdot)_A$	Aktivierung
$(\cdot)_{ad}$	Adiabatisch
$(\cdot)_{BS}$	Brennstoff
$(\cdot)_c$	Chemisch
$(\cdot)_{cl}$	Centerline / Symmetrieachse
$(\cdot)_{eff}$	Effektiv
$(\cdot)_{el}$	Elektrisch
$(\cdot)_f$	Konvektiv
$(\cdot)_{ges}$	Gesamt
$(\cdot)_{GG}$	Gleichgewicht
$(\cdot)_{i, j}$	Laufende Zahl
$(\cdot)_j$	Jet
$(\cdot)_{id}$	Ignition delay / kinetische Zündverzugszeit
$(\cdot)_{ign}$	Ignition / Zündung
$(\cdot)_{krit}$	Kritisch
$(\cdot)_{mean}$	Mittelwert
$(\cdot)_{mix}$	Mischung
$(\cdot)_{mr}$	Most-reactive / am reaktivsten
$(\cdot)_p$	Anfangsregion
$(\cdot)_r$	Residence / Aufenthaltszeit
$(\cdot)_{reag}$	Reagierend
$(\cdot)_{rot}$	Rotation
$(\cdot)_{SD}$	Standard Deviation / Standardabweichung
$(\cdot)_{st}$	Stöchiometrisch
$(\cdot)_t$	Fluid-dynamisch
$(\cdot)_{vib}$	Vibration

## Mathematische Symbole

Index	Bedeutung
$(\cdot)_0$	Ursprung
$(\cdot)_{1/2}$	Halbwertsbreite
$\langle \cdot \rangle$	Radialer Mittelwert bei einer bestimmten Höhe (1D)
$[\cdot]$	Räumlich integrierter Mittelwert (2D)
$(\bar{\cdot})$	Mittelwert
$(\dot{\cdot})$	zeitliche Ableitung
$(\cdot)'$	Grundzustand
$(\cdot)''$	Angeregter Zustand
$(\cdot)^*$	elektronisch angeregter Zustand eines Radikals
$\delta(\cdot)$	Differenz zwischen zwei Werten
$\nabla(\cdot)$	Nabla-Operator

# Kurzfassung

Selbstzündung ist ein komplexer Prozess, der in vielen technischen Systemen von großer Bedeutung ist. In Dieselmotoren und Motoren mit homogener Kompressionszündung wird die Verbrennung nicht durch eine externe Zündquelle wie eine Zündkerze, sondern durch Selbstzündung initiiert. In der Gasturbinenverbrennung kann Selbstzündung in Brennkammersystemen mit Rezirkulation zur Flammenstabilisierung beitragen, muss aber in Mischstrecken, z. B. bei der sequentiellen Verbrennung oder bei der mageren Vormischverbrennung, verhindert werden, um erhöhte Schadstoffemissionen sowie eine Beschädigung der Anlage zu vermeiden. Da Selbstzündung auf Zeitskalen im Millisekundenbereich abläuft, ist für experimentelle Untersuchungen eine hohe zeitliche Auflösung erforderlich. Aufgrund der experimentellen Komplexität der Untersuchung von Selbstzündung sind Teilprozesse wie die Entstehung von Zündkernen bislang nicht ausreichend untersucht. Für die Validierung von numerischen Simulationen sind zudem quantitative Messdaten mit gut definierten Randbedingungen notwendig. Ziel dieser Arbeit war es daher, quantitative laseroptische Messtechniken mit hoher zeitlicher Auflösung sowie passende Datenauswertungsalgorithmen zur Untersuchung von Selbstzündung zu entwickeln. Da Selbstzündung extrem sensitiv auf Randbedingungen wie Temperatur oder lokale Gemischzusammensetzung reagiert, wurde ein Versuchsträger mit gut definierten und reproduzierbaren Randbedingungen, der DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner, entwickelt. Hier wird kalter Brennstoff (Methan oder Propan) mit einer Temperatur von 300 K in das heiße, sauerstoffhaltige Abgas einer mageren Wasserstoff-Luft-Flamme, die auf einer wassergekühlten Sintermetallmatrix stabilisiert wird, eingedüst. Die Coflowtemperatur wurde über einen großen Bereich zwischen etwa 1280 K und 1800 K variiert. Der Brennstoff konnte sowohl kontinuierlich zur Untersuchung stationärer Flammen als auch transient zur Untersuchung der Bildung von Zündkernen eingedüst werden. Während eines Forschungsaufenthaltes an der Ohio State University wurden Temperatur, Mischungsbruch und der quadrierte Gradient des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipationsrate mit planarer Rayleigh-Streuung bei einer Pulswiederholrate von 10 kHz bestimmt. Am DLR Stuttgart wurden detaillierte Messungen von planarer laserinduzierter Fluoreszenz (PLIF) an OH bei 10 kHz Pulswiederholrate und OH-Chemolumineszenz (CL) bei 20 kHz Bildrate für eine Vielzahl von Coflowtemperaturen, sowie Coflow- und Jetgeschwindigkeiten durchgeführt. Für OH PLIF wurde ein Ansatz zur Quantifizierung des Messsignals entwickelt.

Zur Analyse der Flammenstabilisierung und zur Erstellung eines Validierungsdatensatzes für numerische Simulationen wurden Messungen mit kontinuierlicher Brennstoffzufuhr durchgeführt. Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von Temperatur und OH-Konzentration zeigten, dass die Flammenstabilisierung teilweise durch Selbstzündung erfolgt. OH CL-Messungen zeigten die Bildung und das Wachstum von Zündkernen unterhalb der Flammenwurzel, bis diese schließlich mit der Flammenwurzel verschmolzen. Die Abhebehöhe der Jetflamme reagierte äußerst sensitiv auf die Coflowtemperatur, je nach Temperaturbereich konnte eine Änderung der Temperatur von 5 % (entspricht 80 K) zu einer Verdoppelung der Abhebehöhe führen. Die Abhebehöhe skalierte nahezu linear mit der Jetgeschwindigkeit, ein Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Abhebehöhe wurde nicht festgestellt.

Um Entstehung und Wachstum von Zündkernen zu untersuchen, wurden Versuche mit transienter Brennstoffzufuhr durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der Mischungsbruchfelder während der Brennstoffeindüsung wurde charakterisiert und erwies sich als sehr reproduzierbar. Der Brennstoffjet ging in einen stationären Zustand über, bevor erste Zündkerne auftraten. Um die räumliche Lage von Zündkernen rekonstruieren und somit bei der Anwendung planarer Messtechniken Zündkerne identifizieren und detailliert untersuchen zu können, die innerhalb der Messebene entstehen, wurde OH CL aus zwei Blickrichtungen aufgenommen. Zündkerne bildeten sich stromauf von Ausbuchtungen des Brennstoffjets, also in Gebieten, in denen eine niedrige skalare Dissipationsrate und eine erhöhte Aufenthaltszeit durch Wirbel erwartet werden. Die Coflowtemperatur sowie die Coflow- und Jetgeschwindigkeit beeinflussten Zündzeitpunkt und -höhe deutlich, wobei die Coflowtemperatur den stärksten Einfluss hatte. Zur Unterstützung der Interpretation der Messergebnisse wurden im Rahmen einer Kooperation am Karlsruher Institut für Technologie 1D-Simulationen von zündenden Grenzschichten in einer Gegenstromanordnung bei den hier untersuchten Randbedingungen durchgeführt und der Einfluss von Streckung auf die Selbstzündung bewertet. Zündung trat dabei in sehr mageren Bereichen beim reaktivsten Mischungsbruch auf, anschließend wanderte die Reaktionszone hin zu stöchiometrischen Mischungen, bei denen die Flammengeschwindigkeit maximal ist. Mit planaren Rayleigh-Messungen wurden die Bedingungen am Ort der Zündung analysiert und statistisch ausgewertet. Zündkerne bildeten sich bei sehr mageren Mischungsbrüchen und in Gebieten mit niedriger skalarer Dissipationsrate. Das Zündkernwachstum bei verschiedenen axialen Positionen, d. h. Positionen mit unterschiedlicher mittlerer skalarer Dissipationsrate, zeigte, dass die skalare Dissipationsrate nicht nur den Zündzeitpunkt und -ort, sondern auch das Zündkernwachstum beeinflusst. Erstmals konnte mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung die Entstehung von Zündkernen untersucht werden und daraus ein Bildungsmechanismus für Zündkerne abgeleitet werden. Weiterhin steht ein einzigartiger Datensatz zur Validierung von numerischen Simulationen zur Verfügung.

# Abstract

Auto-ignition is of great technical importance in several combustion systems, such as internal combustion engines with Diesel or homogeneous compression charge ignition combustion. Here, combustion is initiated through auto-ignition and not via an external ignition source such as a spark plug. In gas turbine combustors with recirculation, auto-ignition can contribute to flame stabilization. However, auto-ignition has to be prevented in premixing sections, as found in sequential combustors or in lean premixed combustion, in order to avoid increased pollutant emissions or engine damage.

Since auto-ignition is a complex process which occurs on timescales on the order of milliseconds, an experimental investigation requires high temporal resolution. Due to the complexity of experimental studies of auto-ignition, part processes such as the formation of ignition kernels are not well understood yet. Furthermore, the validation of numerical models requires precise quantitative measurements with well-defined boundary conditions.

The goal of the current work was the development of quantitative laser-optical measurement techniques with high spatiotemporal resolution as well as tailored data processing algorithms for the study of auto-ignition. Auto-ignition is extremely sensitive to boundary conditions such as temperature or local composition. Therefore, a test carrier with well-defined and well-reproducible boundary conditions, the DLR Jet-in-Hot-Coflow burner, was developed. In this configuration, cold fuel (either methane or propane) with a temperature of 300 K was injected into the hot, oxygen-containing exhaust gas of a lean premixed hydrogen-air flame, which was stabilized on a water-cooled sinter metal matrix. The coflow temperature was varied over a broad temperature range between approximately 1280 K and 1800 K. Fuel could be injected either continuously for the study of lifted flames, or in a pulsed manner to study the formation of ignition kernels. During a research stay at the Ohio State University, temperature, mixture fraction, and the squared gradient of the mixture fraction as a measure for the scalar dissipation rate were deduced from planar laser Rayleigh scattering at a pulse repetition rate of 10 kHz. At DLR Stuttgart, detailed measurements of OH chemiluminescence at 20 kHz frame rate and OH planar laser induced fluorescence (PLIF) at 10 kHz pulse repetition rate were performed for a variety of coflow temperatures as well as coflow and jet velocities. For OH PLIF an approach for quantification of the measurement signal was developed.

In order to gain a better understanding of the flame stabilization mechanism, and to generate a validation data set for numerical simulations, measurements with continuous fuel injection were performed. Probability density functions (PDFs) of temperature and OH concentration showed that lifted flames were at least partially stabilized by auto-ignition. OH chemiluminescence imaging revealed the formation and growth of ignition kernels upstream of the flame root until they finally merged with the flame base. The lift-off height of the jet flame was extremely sensitive to variations of the coflow temperature. Depending on the coflow temperature, a change in temperature of 5 % (equals 80 K) doubled the lift-off height. Furthermore, the lift-off height scaled almost linearly with the jet exit velocity, but did not change significantly with varying coflow velocity.

Experiments with transient fuel injection were performed to study the formation and growth of ignition kernels. First, the temporal evolution of the mixture fraction field was studied during transient fuel injection. The fuel injection was highly reproducible, and the fuel jet transitioned to the steady state before the onset of auto-ignition. For a distinction between ignition kernels that formed inside or outside the laser light sheet, OH chemiluminescence was imaged from two viewing angles and the spatial location of ignition kernels was reconstructed from those images. Detailed analysis focused on ignition kernels that formed inside the laser light sheet. Ignition kernels were found to occur upstream of bulges of the inflowing jet at locations where the scalar dissipation rate is expected to be low and where long residence times due to vortex structures are expected. To support the interpretation of the experimental results, 1D simulations of igniting mixing layers with the boundary conditions corresponding to the current experiment were performed at the Karlsruhe Institute of Technology. Both, the critical strain rate, above which no auto-ignition can occur, and the sensitivity of the ignition delay time on the strain rate showed strong temperature sensitivity. Ignition occurred at very lean mixtures at the most reactive mixture fraction; subsequently, the reaction zone propagated to stoichiometric mixture fractions, where the maximum flame speeds occur. Measurements of planar Rayleigh scattering were used to statistically analyze the conditions at the sites of auto-ignition kernels. The results showed that ignition occurred at lean mixture fractions at locations with low scalar dissipation rate. The ignition kernel growth was studied at different axial locations, i.e. locations with different mean scalar dissipation rate. It was shown that the scalar dissipation rate not only influences the ignition time and location, but also the subsequent ignition kernel growth. The development of ignition kernels was studied experimentally with high spatial and temporal resolution for the first time, and a formation mechanism for ignition kernels was derived from the experimental observations. Furthermore, a unique data set for the validation of numerical simulations was compiled.



# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

In vielen Bereichen der technischen Verbrennung ist die spontane Entzündung von brennbaren Gemischen, die sogenannte Selbstzündung, von großer Bedeutung. In der motorischen Verbrennung wird bei Dieselmotoren [2, 3] oder Motoren mit homogener Kompressionszündung [2, 3] die Verbrennung durch Selbstzündung und nicht durch externe Zündquellen wie z. B. eine Zündkerze initiiert. In Staustrahltriebwerken mit Flammenhaltern trägt Selbstzündung aufgrund des Transports von heißem Gas in Bereiche mit niedrigen Geschwindigkeiten zur Flammenstabilisierung bei [4, 5]. In stationären Gasturbinen zur Stromerzeugung kann Selbstzündung in Brennkammersystemen mit Rezirkulation ebenfalls zur Flammenstabilisierung beitragen [6, 7], muss aber in Vormischstrecken, wie z. B. bei der sequentiellen Verbrennung [8, 9] oder der mageren Vormischverbrennung [10] verhindert werden.

Bei der Energie- und Wärmeerzeugung sowie im Transport spielt die technische Verbrennung trotz des Trends hin zu nachhaltigen Lösungen nach wie vor eine große Rolle. Im Jahr 2014 stammten zwei Drittel der weltweiten Treibhausgasemissionen aus der Energieerzeugung und -nutzung [11], und über 60 % der weltweit installierten Kapazität zur Stromerzeugung beruhten auf fossilen Energieträgern [11]. Zusätzlich werden in den Jahren 2015 bis 2030 weltweit neu installierte Kapazitäten von 130 GW erwartet, die auf fossilen Energieträgern beruhen [11]. Problematisch wird diese Entwicklung durch den Klimawandel, da die Emission von Treibhausgasen wie Kohlendioxid, Methan oder Stickoxiden zu einer globalen Erwärmung führt [12]. Neben dem Ausbau der erneuerbaren Energien ist daher die Reduzierung der Emissionen und die Erhöhung der Effizienz bei der fossilen Energieumwandlung unabdingbar. Aufgrund des Wandels hin zu einer nachhaltigen Energieversorgung entstehen für die Energieerzeugung durch chemische Umwandlung von Energieträgern neue Herausforderungen. Alternative Energieträger mit unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen, z. B. aus Biomasse, gewinnen zunehmend an Bedeutung und die schwankende Produktion von Strom aus Windkraft- und Solaranlagen führt im Stromnetz zu einem erhöhten Regelbedarf. Hocheffiziente Gasturbinenkraftwerke bieten hier ein großes Potential, müssen aber neuen Anforderungen,

wie Brennstoffflexibilität, die beispielsweise durch die Beimischung von Biogas oder Wasserstoff notwendig wird, sowie erhöhter Teillastfähigkeit bei gleichzeitig niedrigen Emissionen, genügen. Besonders aufgrund der geforderten Brennstoffflexibilität ist Selbstzündung von großer Bedeutung, da die Neigung zur Selbstzündung von der Brennstoffzusammensetzung abhängt und Wasserstoff oder höhere Kohlenwasserstoffe im Vergleich zu Methan, der Hauptkomponente von Erdgas, eine deutlich höhere Reaktivität aufweisen.

In verschiedenen modernen Brennkammerkonzepten für stationäre Gasturbinen spielt Selbstzündung eine wichtige Rolle. Für gasturbinenbasierte Kraft-Wärme-Kopplungs-(KWK)-Anlagen im Leistungsbereich von  $3\text{ kW}_{\text{el}}$  bis  $100\text{ kW}_{\text{el}}$  [13, 14] und biomassebasierten KWK-Anlagen [15], sowie für Großkraftwerke [16], ist das FLOX<sup>®</sup>-Konzept [17] aufgrund der niedrigen Emissionen und der hohen Brennstoff- und Lastflexibilität vielversprechend.

In einem FLOX<sup>®</sup>-Brenner werden Brennstoff und Luft teilvorgemischt mit hohem Impuls in die Brennkammer eingedüst. Durch die geometrische Anordnung der Brennstoffdüsen entsteht eine Rezirkulationszone, die heißes Abgas zurück zur Flammenwurzel transportiert und somit durch lokale Vorwärmung und Bereitstellung von Radikalen die Flammenstabilisierung, teilweise durch Selbstzündung [7], unterstützt. Aber auch in Drallbrennern für Gasturbinen mit Abgasrezirkulation kann die Flammenstabilisierung teilweise durch Selbstzündung unterstützt werden [6]. Bei der mehrstufigen Verbrennung in Gasturbinen, wie z. B. dem Reheat-Konzept [8], wird Brennstoff in das heiße, sauerstoffhaltige Abgas einer ersten Brennkammerstufe eingedüst. Hier gilt es, Selbstzündung in der Mischstrecke zu vermeiden, um eine Beschädigung der Anlage und erhöhte Schadstoffemissionen zu verhindern.

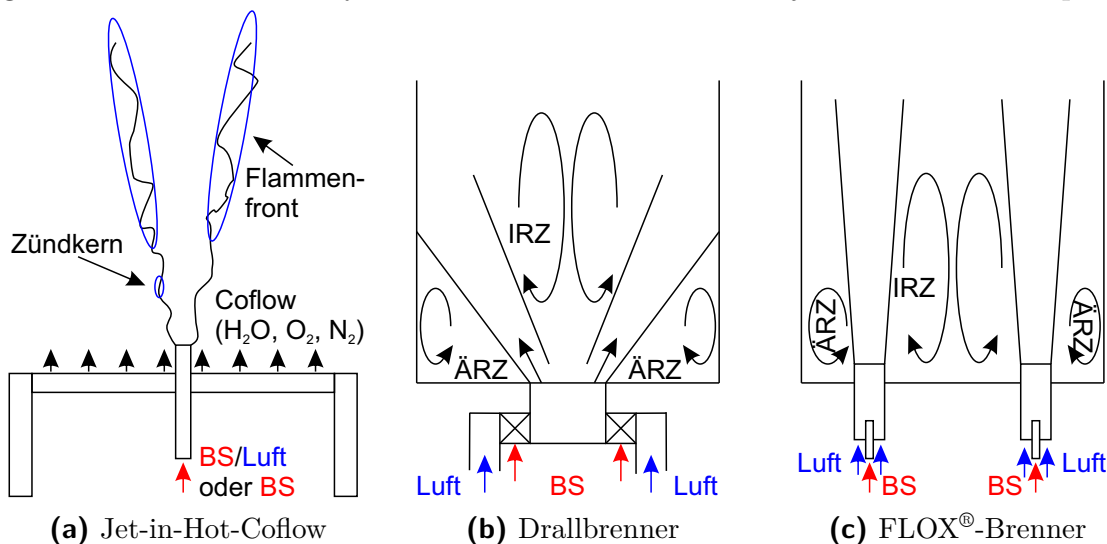
Selbstzündung ist durch die ihr zugrunde liegenden physikalischen und chemischen Prozesse ein sehr komplexer Prozess, daher gestaltet sich ihre experimentelle Untersuchung entsprechend schwierig und Teilprozesse wie die Bildung von Zündkernen sind bislang nicht ausreichend untersucht. Zum einen läuft Selbstzündung auf sehr kurzen Zeitskalen in der Größenordnung von Millisekunden ab, daher ist für die experimentelle Untersuchung Messtechnik mit hoher zeitlicher Auflösung erforderlich. Zum anderen haben Randbedingungen wie Temperatur oder Gaszusammensetzung einen großen Einfluss auf die Selbstzündung, so dass diese für eine zuverlässige Interpretation der Ergebnisse möglichst genau bekannt sein müssen. Dies ist in technischen Systemen durch ihre komplexen Randbedingungen und durch eingeschränktem Zugang für Messtechnik schwer umsetzbar. Für eine detaillierte Untersuchung sind daher generische Versuchsträger mit gut definierten Randbedingungen wichtig. Für eine numerische Untersuchung mit zeitlich aufgelösten Simulationsmethoden, wie z. B. Large Eddy Simulation (LES), sind technische Systeme aufgrund der oft unzureichend dokumentierten Randbedingungen und der hohen Reynolds-Zahlen nur bedingt geeignet. Validierungsdatensätze bei passenden Randbedingungen sind daher von großem Interesse.

## 1.2 Stand der Technik

### 1.2.1 Untersuchung von Selbstzündung

In technischen Systemen sind Randbedingungen für eine detaillierte Untersuchung von Selbstzündung oft nur unzureichend bekannt, und einzelne Phänomene und Einflussfaktoren lassen sich nur schwer isoliert betrachten. Daher bieten Untersuchungen in generischen Systemen ein hohes Potential für detaillierte Untersuchungen. Ein generisches System, in dem sich Bedingungen, wie sie in Vormischstrecken oder in Brennkammerkonzepten mit Rezirkulationszonen vorzufinden sind, nachbilden lassen, ist der sogenannte Jet-in-Hot-Coflow Brenner [18], in dem kalter Brennstoff oder Brennstoff-Luft-Mischungen in einen heißen Coflow eingedüst werden. Der Coflow kann entweder durch Vorheizen von Luft [19, 20] oder durch das heiße, sauerstoffhaltige Abgas einer mageren, vorgemischten Wasserstoff-Luft-Flamme (z. B. [21, 22]) realisiert werden. Für letztere Methode wird im Englischen der Begriff *vitiated air* (dt. wörtlich „verschmutzte Luft“) verwendet. Mit diesem Verfahren lässt sich nicht nur die Temperatur, sondern auch die Zusammensetzung von realem, rezirkuliertem Abgas nachbilden. Obwohl Selbstzündung ein transienter Prozess ist, wurde ein Großteil der bisherigen experimentellen Untersuchungen in stabil brennenden Freistrahlfammen, die durch Selbstzündung stabilisiert werden, durchgeführt [18, 20–30]. Um den transienten Prozess der Selbstzündung und die Entwicklung von Zündkernen untersuchen zu können, ist die Verwendung einer gepulsten Brennstoffzufuhr von großem Interesse, wie sie in dieser Arbeit behandelt wird.

Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau eines Jet-in-Hot-Coflow Brenners im Vergleich zu Brennkammersystemen mit Rezirkulation. Bei jedem dieser Konzepte wird dem



**Abb. 1.1:** Brenner mit Rezirkulationszone im Vergleich zu einem Jet-in-Hot-Coflow Brenner. ÄRZ Äußere Rezirkulationszone, IRZ Innere Rezirkulationszone, BS Brennstoff.

Frischgas in der Stabilisierungszone heißes Abgas beigemischt, das so den Mechanismus der Flammenstabilisierung beeinflusst. Während bei Drallbrennern und FLOX<sup>®</sup>-Brennern die Rezirkulationsrate und somit die beigemischte Menge an Abgas von der Geometrie abhängt und zusätzlich während der Rezirkulation Wärmeverluste, z. B. an den Brennkammerwänden, auftreten können, liefert ein Jet-in-Hot-Coflow Brenner gut definierte und frei wählbare Randbedingungen. Von besonderem Interesse ist der Mechanismus der Flammenstabilisierung, sowie der Ablauf von Selbstzündung unter technisch relevanten Bedingungen, da Bildung und Wachstum von Zündkernen noch nicht vollständig verstanden sind und kaum experimentelle Daten zur Entstehung von Zündkernen vorliegen.

In den folgenden Abschnitten wird ein Literaturüberblick über bisherige Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Jet-in-Hot-Coflow-Flammen gegeben. Hierbei wird zunächst auf laminare Flammen, und anschließend in chronologischer Reihenfolge der ersten Veröffentlichung auf unterschiedliche Brenner für die Untersuchungen in turbulenten Jet-in-Hot-Coflow-Flammen eingegangen. Abschließend wird die Selbstzündung in verschiedenen anderen technisch orientierten Experimenten und in Jet-in-Hot-Crossflow-Anordnungen betrachtet.

### 1.2.1.1 Jet-in-Hot-Coflow-Flammen

Der einfachste Fall einer Jet-in-Hot-Coflow-Anordnung (JHC) ist eine laminare Jetflamme in einem heißen Coflow, die von Choi et al. untersucht wurde [31–33]. Für mit Stickstoff verdünnte Propan-Jets wurde bei Coflowtemperaturen  $T_{\text{coflow}} < 860 \text{ K}$  eine externe Zündquelle zur Zündung des Jets benötigt, bei höheren Temperaturen zündete der Jet von selbst [31]. Abgehobene Jetflammen mit einer Coflowtemperatur unterhalb der Selbstzündtemperatur wurden für Brennstoffe mit einer Schmidt-Zahl  $Sc > 1$ , wie z. B. *n*-Butan und Propan beobachtet [32]. Für Brennstoffe mit  $Sc < 1$ , wie Methan, Ethylen und Ethan, konnte eine Flamme nur bei einer Coflowtemperatur oberhalb der Selbstzündtemperatur beobachtet werden [32]. Die charakteristische Konvektionszeit  $t_{\text{flow}}$  (Abhebehöhe / Jetgeschwindigkeit) korrelierte mit dem Quadrat der adiabaten, stöchiometrischen Zündverzugszeit  $\tau_{\text{id,ad}}^2$  [32]. Auch für Methan-Wasserstoff-Mischungen [33] zeigte sich für viele Betriebsparameter eine zufriedenstellende Korrelation von  $t_{\text{flow}} \propto \tau_{\text{id,ad}}^2$ . Je nach Wasserstoffgehalt im Brennstoff konnte eine inverse Proportionalität zwischen Jetgeschwindigkeit und Abhebehöhe festgestellt werden, d. h. mit zunehmender Jetgeschwindigkeit sank die Abhebehöhe [33]. Bei Wasserstoffanteilen im Brennstoff von über 40 % konnte sogar ein Wiederaufsetzen der Flamme auf die Brennstoffdüse mit einem Erhöhen der Jetgeschwindigkeit erreicht werden [33].

Untersuchungen in turbulenten Jetflammen in einem heißen Coflow wurden in unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt. Bisherige Arbeiten aus der Literatur sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Im Wesentlichen wurden dabei drei unterschiedliche Brenner untersucht:

der Vitiated Coflow Brenner [22, 23, 26, 34, 35], der Adelaide Jet-in-Hot-Coflow Brenner [18, 21, 24, 27, 36] und der Delft Jet-in-Hot-Coflow Brenner [28–30, 37, 38], sowie der in dieser Arbeit untersuchte DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner (DLR JHC) [39–44]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt.

Referenz	Brennstoff	$Re$ [-]	$D$ [mm]	$T_{\text{coflow}}$ [K]	$v_{\text{coflow}}$ [m/s]
Dally [21]	CH <sub>4</sub> /H <sub>2</sub>	9500	4,25	1300	3,2
Cabra [22, 23]	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> /Luft	23600–28000	4,57	1045–1350	3,5–6,5
Wu [34]	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>	22600	4,83	1021–1034	3,5–6,5
Gordon [26]	NG, NG/He/O <sub>2</sub>		4,45	1355–1475	5,3
Johannessen [35]	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub>		2,4	811–998	5,3
Medwell [18, 24, 27, 36]	NG				
	NG/H <sub>2</sub>				
	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>				
	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> /H <sub>2</sub>				
	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> /N <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> /Luft				
	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> /H <sub>2</sub>	100–22500	4,6	1100–1600	1,4–2,8
Oldenhof [28–30]	NG	2500–9500	2,0 / 4,5	1395–1540	4,0–4,6
Oldenhof* [37]	NG	4100–8800	4,5	1540	4,0
Arteaga Mendez [38]	H <sub>2</sub> /NG	5700	4,5	1300	
Diese Arbeit*	CH <sub>4</sub> , C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	8000–23700	1,5	1274–1777	3,6–6,8

**Tab. 1.1:** Übersicht über bisherige Messungen in turbulenten Jet-in-Hot-Coflow Konfigurationen. Fälle, in denen auch eine transiente Brennstoffeindüsung untersucht wurde, sind mit \* gekennzeichnet.  $Re$  ist die Reynolds-Zahl des Brennstoffjets und  $D$  der Durchmesser der Brennstoffdüse. *NG* bezeichnet Erdgas (engl. *natural gas*).  $T_{\text{coflow}}$  und  $v_{\text{coflow}}$  sind die Temperatur und Geschwindigkeit des Coflow.

Im Vitiated Coflow Brenner wird der Coflow durch 2200 vorgemischte Wasserstoff-Luft-Flammen erzeugt und weist ein sehr homogenes Temperaturprofil auf [22]. Er wurde mit laserdiagnostischen Methoden (Temperatur- und Speziesmessungen mit Raman- und Rayleigh-Streuung sowie laserinduzierte Fluoreszenz) detailliert untersucht. In der Stabilisierungszone einer Wasserstoff-Stickstoff-Flamme existierte eine verdickte, turbulente Reaktionszone. Aus den experimentellen Daten ging zunächst kein eindeutiger Beweis hervor, dass die Flamme durch Selbstzündung stabilisiert wurde, numerische Untersuchungen zeigten jedoch, dass Selbstzündung der wahrscheinlichste Flammenstabilisierungsmechanismus ist [25].

Für Methan-Luft-Flammen nahm die Abhebehöhe sowohl mit steigender Coflow- und Jetgeschwindigkeit, als auch mit abnehmender Coflowtemperatur zu [23]. Die Reaktionszone befand sich in Gebieten mit niedrigen Mischungsbrüchen ( $\xi < 0,4$ ), wo niedrigere Geschwindigkeiten und Turbulenzintensitäten sowie höhere Temperaturen als in der Nähe der Jetachse erwartet werden. Da in diesen Bereichen die Flamme hauptsächlich durch den Coflow dominiert wird,

war auch der beobachtete Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Abhebehöhe stärker als der Einfluss der Jetgeschwindigkeit. Durch Variation des Äquivalenzverhältnisses des Coflow wurde die Temperaturabhängigkeit der Abhebehöhe untersucht. Hierdurch ändert sich neben der adiabaten Flammentemperatur auch die Coflowzusammensetzung. Da die Reaktionsraten jedoch exponentiell von der Temperatur und nur linear von der Zusammensetzung abhängen (s. Abschnitt 2.2), ist eine deutlich höhere Sensitivität auf die Temperatur zu erwarten. Beispielsweise verdoppelte sich die Abhebehöhe bei einer Absenkung der Coflowtemperatur um 5 % (ca. 60 K) [23].

Von Gordon et al. [26] wurden simultan das Temperaturfeld mit Hilfe von Rayleigh-Streuung und die Konzentrationen von OH und Formaldehyd mit planarer laserinduzierter Fluoreszenz (PLIF) gemessen. Die Brennstoffzusammensetzung wurde so gewählt, dass Brennstoff und Coflow den gleichen Rayleigh-Streuquerschnitt aufwiesen. Zusätzlich durchgeführte transiente laminare Flammenrechnungen zeigten, dass im Fall von Selbstzündung zunächst ein Zündvorläuferpool aus Formaldehyd und anderen Spezies gebildet wird. Beim anschließenden Einsetzen der Reaktionen erreichen die Konzentrationen der Zündvorläufer ihr Maximum und OH wird gebildet. In der folgenden stabilen Flamme bleibt die OH-Konzentration hoch, während Formaldehyd abgebaut wird. Ebenso wurden im Experiment zunächst Regionen beobachtet, in denen nur Formaldehyd vorhanden ist. Anschließend bildeten sich unterhalb der Flammenwurzel räumlich abgegrenzte Zündkerne, in denen Formaldehyd und OH vorhanden war.

Der Adelaide Jet-in-Hot-Coflow Brenner weist im Gegensatz zum VCB eine lange, wassergekühlte Brennstofflanze und einen über eine gewisse Strecke eingeschlossenen Coflow auf [21]. Nachteilig sind hier die Temperaturrandbedingungen; bei einer Coflowtemperatur von 1100 K wurde eine Standardabweichung der Temperatur von bis zu 200 K gemessen [24].

Dally et al. [21] zeigten für Wasserstoff-Methan-Flammen bei einer Coflowtemperatur von 1300 K mit Hilfe von OD-Raman-Rayleigh-Messungen, dass der Sauerstoffanteil im Coflow einen starken Einfluss auf die Flammentemperatur hat. Die geringste Temperatur wurde hier bei 3 % Sauerstoffmassenanteil beobachtet. Auch wurde bei dieser Sauerstoffkonzentration im Gegensatz zu allen anderen Bedingungen lokale Verlöschung beobachtet.

Medwell et al. [24, 27, 36] untersuchten das Verhalten verschiedener Brennstoffe (Erdgas/Wasserstoff, Ethylen und Propan) mit Sauerstoffmolenbrüchen im Coflow von 3 % bis 9 %. Zur Bestimmung des Temperaturfeldes wurde Rayleigh-Streuung und zur Visualisierung von Minoritätsspezies PLIF an OH und Formaldehyd eingesetzt. Bei 3 % Sauerstoff im Coflow konnte Formaldehyd auch auf der Oxidator-Seite der Reaktionszone gemessen werden, d. h. Brennstoff konnte die Reaktionszone passieren, ohne aufgebraucht zu werden. Durch Erhöhen der Reynolds-Zahl von 5.000 auf 15.000 stieg die  $\text{CH}_2\text{O}$ -Konzentration um einen Faktor 4,4 bis 10,4, je nach Sauerstoffgehalt im Coflow. Ein höherer Anstieg wurde bei höherem

Sauerstoffgehalt beobachtet.

Für ethenhaltige Brennstoffe sank mit steigender Reynolds-Zahl die Abhebehöhe, was durch eine erhöhte Mischung in der Scherschicht und damit auf eine verkürzte Zündverzugszeit zurückgeführt wurde [36]. Unterhalb der Flammenwurzel wurden sowohl Formaldehyd als auch sehr niedrige OH-Konzentrationen als Indikator für Vorreaktionen beobachtet [36].

Im Delft Jet-in-Hot-Coflow Brenner untersuchten Oldenhof et al. [28] die Flammenstabilisierung in Erdgasflammen mit und ohne Ethan-Gehalt im Brennstoff mit Hilfe von zeitlich hochauflösendem Breitbandeigenleuchten. Unterhalb der Flammenwurzel bildeten sich Zündkerne, die stromab transportiert wurden und währenddessen in der Größe anwuchsen. Mit steigender Coflowtemperatur sank die Abhebehöhe, ebenso mit erhöhter Jetgeschwindigkeit im Bereich  $Re < 5.000$ . Im Bereich  $Re > 5.000$  nahm die Abhebehöhe mit zunehmender Reynolds-Zahl zu [29], da der Coflow zum Rand hin einen positiven Temperaturgradienten aufweist. Bei höheren Reynolds-Zahlen wird Fluid mit höheren Temperaturen aus weiter außen liegenden Bereichen eingezogen, was zu kürzeren Zündverzugszeiten führt. Bei  $Re = 8.800$  wurde in der Flammenstabilisierungszone bereits ein Einzug von Umgebungsluft außerhalb des Coflow beobachtet, was zu kälteren Mischungstemperaturen führt [29].

Auf die Gegenwart einer Flamme konditionierte Untersuchungen des Strömungsfeldes [30] zeigten, dass sich, im Gegensatz zu unkonditionierten Werten, hauptsächlich die radiale Geschwindigkeitskomponente und die Wirbelstärke änderten. Die radiale Geschwindigkeitskomponente zeigte stärker zur Jetachse, die Flamme gehörte also wahrscheinlich zu dem Fluid, das von der Jetkante eingezogen wird.

Arteaga Mendez et al. [38] verglichen Wasserstoff-Erdgas-Mischungen mit reinem Erdgas. Schon bei einer Wasserstoffzugabe von 5 % stabilisierte sich die Flamme weiter stromauf, auch wurde eine Verringerung bzw. ein komplettes Verschwinden von Zündkernen unterhalb der Flammenwurzel beobachtet, die in den Erdgasflammen als Indikator für eine selbstzündstabilisierte Flamme beobachtet wurden [28]. Eine erhöhte Flammentemperatur bei Wasserstoffzugabe wurde als Indikator für einen Einfluss von differentieller Diffusion auf die Flammenstabilisierung bei wasserstoffhaltigen Brennstoffen gedeutet [38].

### 1.2.1.2 Selbstzündung in transienten Systemen

Die Zündung von transienten Freistrahlen bei erhöhtem Druck und erhöhter Temperatur erlaubt Einblicke in die Grundlagen der Selbstzündung in Dieselmotoren. So untersuchte z. B. Bruneaux [45] die Selbstzündung eines Dieselsprays in einer Hochdruckzelle. Die Selbstzündung trat hierbei in räumlich abgegrenzten Zündkernen auf, die sich stromauf der Jetspitze bildeten. Eine Erhöhung des Einspritzdrucks führte zu einer Verschiebung der Zündorte stromab.

Fast et al. [46], Haessler et al. [47] und Pfeifer [48] untersuchten die Selbstzündung von transienten gasförmigen Dimethylether (DME)-Strahlen bei erhöhtem Druck und erhöhter Temperatur. Die Zündung trat simultan über einen großen räumlichen Bereich auf, räumlich abgegrenzte Zündkerne wurden nicht beobachtet. Da die Niedertemperaturkinetik von DME langsam im Vergleich zur schnellen Mischung war, war der Zündzeitpunkt unabhängig von der Jetgeschwindigkeit [46]. Bei der Untersuchung des Zweistufen-Zündprozesses mit Formaldehyd-LIF zeigte sich eine Abhängigkeit der Zündzeit vom Kammerdruck [47].

Sadanandan et al. [49] untersuchten die Zündung einer Wasserstoff-Luft-Mischung durch heiße Abgasjets. Die Zündung erfolgte nahe der Jetspitze, wo im Vergleich zu den lateralen Seiten des Jets niedrigere Streckungsraten vermutet wurden.

Oldenhof et al. [37] untersuchten das Strömungsfeld eines transienten Brennstoffjets und die anschließende Selbstzündung im Delft JHC Brenner bei Reynolds-Zahlen von  $Re = 4.100$  und  $Re = 8.800$ . Nach der Brennstoffeindüsung wurde zuerst eine laminare Phase beobachtet, die nach einigen Millisekunden in eine turbulente Phase überging. Vor dem Übergang in die turbulente Phase wurden keine signifikanten Flammenreaktionen beobachtet.

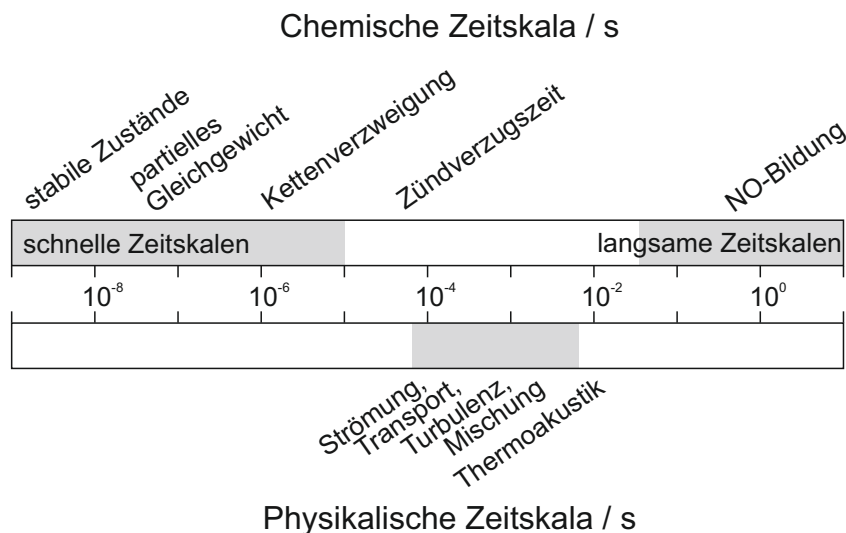
### 1.2.1.3 Jet-in-Hot-Crossflow

Selbstzündung wurde auch in Anordnungen mit einem Brennstoffstrahl in einer heißen Querströmung (Jet-in-Hot-Crossflow, JHX) untersucht. Auch hier wurden lokalisierte Zündkerne beobachtet, die zunächst in der Größe anwuchsen und schließlich zu einer geschlossenen Reaktionszone anwuchsen [9, 10, 50, 51]. Eine besonders interessante Beobachtung ist das Auftreten sogenannter primärer und sekundärer Zündkerne, d. h. die initial auftretenden Zündkerne können die Strömung beeinflussen und somit Bedingungen schaffen, die eine Bildung von Zündkernen weiter stromauf ermöglichen [51, 52].



### 1.2.2 Zeitlich hochauflösende Lasermesstechnik

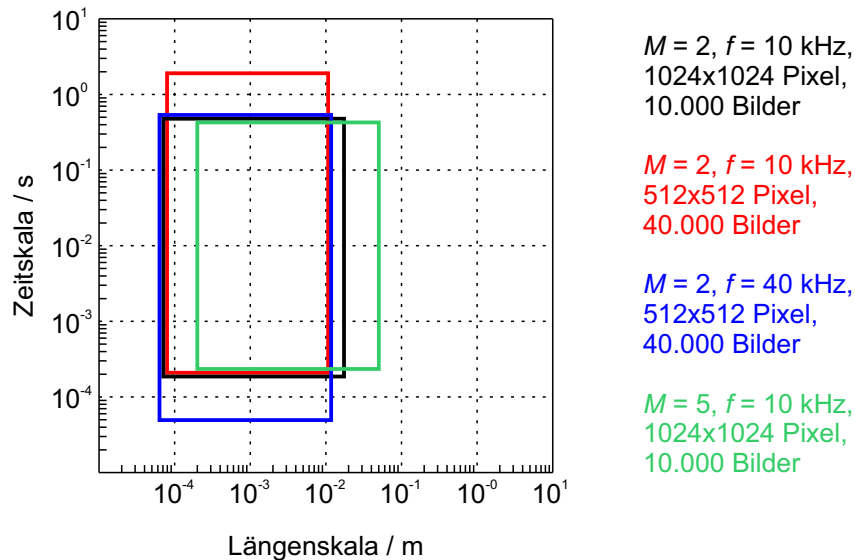
In turbulenten reaktiven Strömungen treten eine Vielzahl von transienten Phänomenen auf, wie z. B. Thermoakustik [6, 53, 54], mageres Verlöschen [55], Flammenrückschlag [56], lokales Flammenverlöschen [57], Wechselwirkung zwischen der Flamme und dem turbulenten Strömungsfeld [58], wirbelinduzierte Mischung [59], transients Übergang zwischen Flammenzuständen und dynamische Bildung bzw. flammeninduzierte Unterdrückung eines Precessing Vortex Core (PVC) [60, 61] und Selbstzündung [37, 39–44, 62]. Um stochastische Effekte, die auf kurzen Zeitskalen ablaufen, diagnostisch erfassen zu können, ist eine hohe zeitliche Auflösung der Messtechnik notwendig. Zur berührungslosen Messung von Größen wie Strömungsgeschwindigkeit, Spezieskonzentration, Temperatur und Mischung haben sich optische und laserbasierte Verfahren als Standard durchgesetzt. Abbildung 1.2 zeigt eine Übersicht der verschiedenen Zeitskalen, bei denen chemische und physikalische Prozesse in reaktiven Strömungen ablaufen. Deutlich zu sehen ist der Unterschied zwischen physikalischen



**Abb. 1.2:** Typische chemische und physikalische Zeitskalen in einer reaktiven Strömung (nach [63]).

und chemischen Zeitskalen. Während chemische Zeitskalen einen Bereich von  $10^{-9}$  s (z. B. Dissoziationsreaktionen) bis mehr als  $10^0$  s (z. B. NO-Bildung) abdecken, finden physikalische Prozesse typischerweise in einem Bereich zwischen  $10^{-4}$  s und  $10^{-2}$  s statt. Aufgrund der Kopplung von Chemie und Turbulenz können bei einer diagnostischen Abdeckung von Zeitskalen in der Größenordnung  $10^{-4}$  s und darüber die meisten Phänomene in turbulenten reaktiven Strömungen untersucht werden.

Die auflösbaren Zeit- und Längenskalen in 2D-Messungen sind im Wesentlichen durch die verfügbaren Hochgeschwindigkeitskameras limitiert, sowie durch optische Effekte, wie der endlichen Dicke von Laserlichtschnitten. Abbildung 1.3 zeigt die auflösbaren Zeit- und Längenskalen für verschiedene Betriebsmodi einer Hochgeschwindigkeitskamera. Angenommen



**Abb. 1.3:** Auflösbare Zeit- und Längenskalen für verschiedene Betriebsmodi einer Hochgeschwindigkeitskamera. Variiert wurde die Bildwiederholrate  $f$  (und damit die kleinste auflösbare Zeitskala), die Aufnahmedauer bzw. Anzahl der Bilder (und damit die längste auflösbare Zeitskala) sowie der Abbildungsmaßstab  $M$  (und damit die auflösbaren Längenskalen). Da die maximale Sensorauflösung von der Bildwiederholrate abhängt und der Kameraspeicher endlich ist, ändert eine Variation der Bildwiederholrate und der Aufnahmedauer auch die auflösbaren Längenskalen.

wurde eine Kamera mit einem Bildsensor mit 1024x1024 Pixeln Auflösung (Pixelgröße  $20 \mu\text{m}$ ), einer maximalen Bildwiederholrate von 10 kHz bei voller Auflösung sowie einem Speicher für 10.000 Bilder mit voller Auflösung. Berücksichtigt wurden verschiedene Abbildungsmaßstäbe  $M$ , die sich an den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen orientieren, verschiedene Bildwiederholraten und verschiedene Bildgrößen. Diese Parameter beeinflussen jeweils die minimal oder maximal auflösbaren Skalen und müssen bei der Auslegung des Experiments berücksichtigt werden. Durch geschickte Wahl der Parameter können kameraseitig viele Zeitskalen, wie die für Transport, Mischung und Strömung, sowie Längenskalen, wie die turbulente Längenskala oder Wirbel einer turbulenten reaktiven Strömung, abgedeckt werden. Lediglich eine Auflösung der kleinsten Längenskala im Bereich der Kolmogorov-Länge ist gemeinsam mit der Auflösung makroskopischer Längenskalen schwierig. Zusätzlich ist auch die Limitierung der Pulswiederholrate durch die vorhandenen Lasersysteme zu berücksichtigen. Im folgenden Abschnitt werden einige der bisher durchgeführten repräsentativen Arbeiten auf dem Gebiet der zeitlich hochauflösenden Lasermesstechnik für Verbrennungsvorgänge vorgestellt. Verschiedene Möglichkeiten zur Erzeugung der hierfür notwendigen Laserstrahlen werden jeweils in einem eigenen Abschnitt behandelt. Eine Zusammenfassung der Arbeiten zu Laserdiagnostik für Verbrennungsvorgänge bei hohen Pulswiederholraten bieten z. B. auch die Übersichtsartikel von Böhm et al. [64] und Sick [65].

### 1.2.2.1 Pulse-Burst Lasersysteme

In einem Pulse-Burst Lasersystem wird eine begrenzte Anzahl von aufeinander folgenden Laserpulsen mit meist hoher Pulsenergie erzeugt, sogenannten Pulsbündel bzw. *pulse bursts*. Zur Konstruktion eines solchen Lasersystems gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen können in sogenannten Laser-Clustern mehrere konventionelle Lasersysteme kombiniert werden, d. h. es können so viele konsekutive Laserpulse erzeugt werden, wie Laser vorhanden sind [66]. Zum anderen kann ein Master-Oszillator in mehreren Stufen verstärkt werden (sog. Pulse-Burst Laser) [67–70]. Zunächst wird auf die Arbeiten mit Laser-Clustern eingegangen.

Die ersten Arbeiten zur zeitlich aufgelösten Analyse von planarer laserinduzierter Fluoreszenz (PLIF) an OH bei hohen Pulswiederholraten wurden von Kaminski et al. [66] in einer nicht-vorgemischten Methan-Luft-Flamme mit dem Laser-Cluster der Universität Lund durchgeführt. Dabei wurden vier Doppelpuls Nd:YAG-Laser verwendet, um einen Farbstofflaser zu pumpen. Die Detektion erfolgte über eine Framing-Kamera mit acht individuellen, bildverstärkten CCD-Sensoren. Mit dem gleichen System wurde das Pumpen eines optisch-parametrischen Oszillators (OPO) zur Anregung von laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) am Hydroxyl-Radikal (OH) demonstriert [71], sowie Formaldehyd-LIF mit der frequenzverdreifachten Laserstrahlung des Laser-Clusters angeregt [72].

Die ersten zeitaufgelösten simultanen Messungen des Strömungsfeldes mit stereoskopischer Particle Image Velocimetry (S-PIV) und OH PLIF als Marker für die Reaktionszone wurden von Hult et al. demonstriert [73], um lokales Flammenverlösch in der DLR B Flamme aus dem TNF-Workshop [74] zu untersuchen.

Das Konzept der Pulse-Burst Lasersysteme [75, 76] wurde von Lempert und Wu an der Princeton University entwickelt. Hier kann eine Laserpulsenergie von einigen 100 mJ bis hin zu einigen J erreicht werden. Die Pulswiederholraten liegen im Bereich von 10 kHz bis hin zu einigen MHz. Meist werden blitzlampengepumpte Verstärker verwendet [67, 68], so dass die Anzahl der konsekutiv verstärkten Laserpulse durch die Dauer einer Blitzlampenentladung limitiert wird. Alternativ können diodengepumpte Verstärker verwendet werden, die quasi-kontinuierlich arbeiten [69]. Die Anzahl der Laserpulse wird hier durch die zugeführte Pumpenergie begrenzt, d. h. oberhalb einer bestimmten Anzahl von Laserpulsen wird der thermische Eintrag in das Lasermedium zu groß und es kommt zur Ausbildung von thermischen Linseneffekten.

In reaktiven Strömungen wurde eine Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt. Mit Hilfe von optisch-parametrischen Oszillatoren konnte durchstimmbare Laserstrahlung [77] für PLIF an OH [78], CH [79, 80], sowie NO [81] erzeugt werden. Von Sutton et al. wurden planare Rayleigh-Messungen zur Bestimmung der Temperatur in den DLR A und B Flammen aus dem TNF-Workshop [74] bei 10 kHz Pulswiederholrate [70, 82] sowie zur Bestimmung des

Mischungsbruchs in einem turbulenten nicht-reagierenden Propan-Jet [83, 84] durchgeführt. Ebenso wurde das frequenzverdreifachte Laserlicht eines Pulse-Burst Lasersystems zur Anregung von Formaldehyd-LIF verwendet [85], sowie 1D-Raman-Messungen demonstriert [86].

### 1.2.2.2 Diodengepumpte Festkörperlaser

Meist werden in der Verbrennungsforschung aufgrund der kommerziellen Verfügbarkeit sowie der Robustheit der Lasersysteme diodengepumpte Festkörperlaser (engl. *Diode-Pumped Solid-State (DPSS) Laser*) eingesetzt. Die ersten Arbeiten stammen von Upatnieks et al. [87] und Steinberg et al. [88], die das Strömungsfeld mittels Particle Image Velocimetry (PIV) sowie simultan die Flammenfront mittels des Gradienten der Seedingpartikel-Dichte bestimmten. Das Pumpen eines konventionellen Farbstofflasers für OH PLIF wurde von Waesle et al. [89] bei 1 kHz Pulswiederholrate demonstriert, um die periodisch schwankende Wärmefreisetzung in einer nicht-eingeschlossenen Drallflamme zu untersuchen. Kittler et al. [90] demonstrierten das Pumpen eines konventionellen Farbstofflasers zur Messung von OH PLIF. Die ersten simultanen Untersuchungen der Reaktionszone mittels OH PLIF und des Strömungsfeldes mittels PIV demonstrierten Konle et al. [91].

Cundy et al. verwendeten einen frequenzvervierfachen Nd:YLF-Laser zur Anregung von OH PLIF sowie zur Messung von Temperaturen mit Hilfe von Toluol PLIF [92, 93].

Weitere Anwendungen waren unter anderem die Untersuchung von lokaler Verlöschung in einer turbulenten Gegenstromflamme [90], die Geschwindigkeit der Flammenausbreitung nach Zündung mit einem Zündfunken in einer Gegenstromanordnung [94] und der Flammenrückschlag in einer mageren, vorgemischten Drallflamme [56]. Ebenso wurden Messungen des Mischungsbruchs [95] in einer Aceton-dotierten Jetflamme, sowie 1D-Rayleigh-Streuung in einer turbulenten Jetflamme demonstriert [96]. Juddoo et al. [97] untersuchten Flammenverlöschen und Wiederzündung in turbulenten, pilotstabilisierten Flammen nahe der globalen Verlöschung mit OH PLIF bei 5 kHz Pulswiederholrate.

Am DLR in Stuttgart wurden drallstabilisierte Flammen in Gasturbinen-Modellbrennkammern bei Atmosphärendruck mit simultaner OH PLIF, OH-Chemolumineszenz und stereoskopischer Particle Image Velocimetry (S-PIV) untersucht [6, 53, 55, 58, 60, 98, 99]. Ebenso wurde der Stabilisierungsmechanismus von abgehobenen Jetflammen [100–102] sowie die Bildung von Flammenlöchern, lokaler Verlöschung und Wiederzündung in einer turbulenten Jetflamme [57] untersucht. Des Weiteren wurde laserinduzierte Inkandeszenz (LII) in einer turbulenten rußenden Jetflamme demonstriert [103].

Aktuelle Entwicklungsschwerpunkte sind, neben der in dieser Arbeit behandelten Quantifizierung der Messtechnik, tomographische PIV bei hohen Pulswiederholraten, d. h. die Messung

von Geschwindigkeitsvektoren in einem dreidimensionalen Messvolumen [104–106], und Temperaturmessungen mit kohärenter Anti-Stokes-Raman-Streuung (CARS) [107]. Ein weiteres Ziel ist die Weiterentwicklung der Messtechnik hin zur Anwendung unter technisch relevanten Bedingungen, d. h. hohen Brennkammerdrücken und Brennkammereintrittstemperaturen, wie sie in Hochdruckbrennkammerprüfständen nachgebildet werden können. Particle Image Velocimetry und planare laserinduzierte Fluoreszenz wurden bereits in solchen Hochdruckbrennkammerprüfständen demonstriert [108, 109].

Ein weiteres, vielversprechendes Konzept zur Erzeugung von schmalbandiger Laserstrahlung zur Untersuchung von Verbrennungsprozessen bei hohen Pulswiederholraten sind Scheibenlaser. Paa et al. [110] verwendeten einen durchstimmbaren Scheibenlaser zur Anregung des sogenannten Hot Band Übergangs  $A^2\Sigma^+(\nu' = 0) \leftarrow X^2\Pi(\nu'' = 1)$  von OH bei 343 nm bei einer Pulswiederholrate von 1 kHz. Das gleiche Lasersystem wurde zur Anregung von Formaldehyd LIF, ebenfalls bei 343 nm [111], verwendet. Aktuell sind solche Lasersysteme allerdings nicht mit den für die hier vorgestellten Untersuchungen nötigen Pulsenergie und Pulswiederholrate verfügbar.

## 1.3 Zielsetzung und Inhalt der Arbeit

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung laseroptischer Messtechnik zur detaillierten Untersuchung von Selbstzündung. Da Selbstzündung auf sehr kurzen Zeitskalen im Millisekundenbereich abläuft, ist zur Darstellung ihrer Dynamik eine hohe zeitliche Auflösung erforderlich. Zudem reagiert Selbstzündung sehr empfindlich auf Randbedingungen wie Temperatur und Zusammensetzung, wodurch diese gut definiert sein müssen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein neuer Versuchsträger, der DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner, entwickelt. Um nicht nur durch Selbstzündung stabilisierte Jetflammen mit kontinuierlicher Brennstoffzufuhr, sondern auch Bildung und Dynamik von Zündkernen untersuchen zu können, konnte die Brennstoffversorgung auch transient erfolgen. Die gewonnenen Daten dienen zudem als Validierungsdatensatz für numerische Simulationen [112, 113]. Daher ist eine detaillierte Dokumentation der Randbedingungen wichtig.

Zur Untersuchung des Stabilisierungsmechanismus von abgehobenen Jetflammen in einem heißen Coflow und zur Erstellung eines umfangreichen Validierungsdatensatzes für numerische Simulationen wurden Messungen in stationären Flammen mit quantitativer zeitlich hochauflösender laseroptischer Messtechnik durchgeführt, wobei unterhalb der Flammenwurzel Zündkerne beobachtet wurden. Um die Bildung und Entwicklung solcher Zündkerne genau untersuchen zu können, wurden Messungen mit transients Brennstoffzufuhr durchgeführt. Zunächst wurde der zeitliche Verlauf der transienten Brennstoffeindüsung genau charakterisiert, Schwerpunkt war die Entwicklung des Mischungsbruchfeldes und der Übergang vom transienten zum stationären Zustand. Die Entstehung von Zündkernen und der Einfluss von skalarer Dissipation auf deren Bildung und Wachstum wurde detailliert untersucht.

In den Kapiteln 2 bis 4 werden die wichtigsten Grundlagen behandelt, beginnend mit den Randbedingungen und chemischen Reaktionen, die zu Selbstzündung führen. Hier werden auch verschiedene Versuchskonzepte zur Analyse der reaktionskinetischen Abläufe angesprochen. Anschließend wird auf die für diese Arbeit relevanten Aspekte turbulenter Freistrahlen und die physikalischen Grundlagen für spektroskopische Untersuchungen an Molekülen eingegangen. Kapitel 5 behandelt die eingesetzten Messtechniken sowie den Versuchsaufbau und -ablauf, Kapitel 6 die Datenauswertung. In Kapitel 7 werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse präsentiert und diskutiert, ausgehend von den Randbedingungen über Messungen im stationären Zustand bis hin zu Messungen mit transients Brennstoffeindüsung. Kapitel 8 fasst die Ergebnisse zusammen und bietet einen Ausblick auf mögliche zukünftige Arbeiten. Eine detaillierte Fehlerbetrachtung findet sich in Anhang A.3.

Teile der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits bei Konferenzen und in Fachzeitschriften veröffentlicht, diese Veröffentlichungen sind im Anhang ab Seite 207 aufgeführt.

## 2 Grundlagen der Selbstzündung

Das folgende Kapitel behandelt die theoretischen Grundlagen der Selbstzündung. Zunächst werden die Selbstzündung von homogenen Brennstoff-Luft-Gemischen und der Selbstzündmechanismus von Methan behandelt. Anschließend werden höhere Kohlenwasserstoffe sowie nicht-vorgemischte Systeme und der Einfluss von Turbulenz auf die Selbstzündung betrachtet. In vielen technischen Systemen ist die Selbstzündung von Brennstoff-Luft-Gemischen von großer Bedeutung. In der Gasturbinenverbrennung muss Selbstzündung in Mischstrecken ausgeschlossen werden, um eine Beschädigung der Anlage und erhöhte Schadstoffemissionen zu vermeiden. Beispiele hierfür sind die magere Vormischverbrennung [10] oder die sequentielle Verbrennung, bei der Brennstoff in das heiße Abgas einer ersten Brennkammerstufe eingedüst wird [8, 9]. Ebenso kann Selbstzündung bei der Flammenstabilisierung in Konfigurationen mit Abgasrezirkulation, z. B. in der FLOX<sup>®</sup>-Verbrennung [7], eine wichtige Rolle spielen. In der motorischen Verbrennung ist Selbstzündung vor allem bei der homogenen Kompressionszündung (HCCI, *Homogeneous Charge Compression Ignition*) [2, 3] und in Dieselmotoren [2, 3] von Bedeutung. Bei der ottomotorischen Verbrennung dagegen muss Selbstzündung, die hier als Klopfen auftreten kann, strikt vermieden werden, da sie zu Beschädigungen des Motors führt. Eine detaillierte Behandlung der Selbstzündung findet sich daher in vielen Standardwerken zur technischen Verbrennung (z. B. [63, 114–116]). Eine sehr eingängige Definition der Selbstzündung liefert Spadaccini [117]. Sinngemäß übersetzt lautet diese:

*Selbstzündung ist ein spontaner Prozess, bei dem ein brennbares Gemisch eine chemische Reaktion durchläuft, die zu einer sprunghaften Freisetzung von Energie führt, und das mit einer Geschwindigkeit, die ausreicht, die Verbrennung in Abwesenheit einer externen Energiequelle, wie z. B. einer Flamme oder einem Zündfunken, am Laufen zu halten.*

Etwas detaillierter wird die Betrachtung, wenn man nicht nur die Überschreitung einer kritischen Wärmefreisetzungsrate betrachtet, sondern auch andere Einflussparameter. Sind die thermischen Verluste größer als die Wärmefreisetzung, ist keine Zündung bzw. Explosion möglich. Sind beide Größen gleich, erhält man die kritische Zündbedingung (vgl. [115]). Dieser

Sachverhalt wird durch die Theorie der thermischen Zündung von Semenov [118] beschrieben, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.

## 2.1 Die Theorie von Semenov

Die Theorie von Semenov [63, 118] betrachtet zunächst ein brennbares Gemisch mit einer Ausgangstemperatur  $T_0$  in einem Gefäß mit konstanter Wandtemperatur. Die Wärmefreisetzungsrate pro Zeiteinheit  $\dot{q}_r$  durch chemische Reaktionen wird hier ausgedrückt durch [63]

$$\dot{q}_r = V \cdot \dot{\omega} \cdot Q. \quad (2.1)$$

Hierbei sind  $V$  das Volumen des Gefäßes,  $\dot{\omega}$  die Reaktionsrate und  $Q$  die thermische Energiefreisetzung durch die Reaktionen. Die Reaktionsrate  $\dot{\omega}$  hängt von der Temperatur  $T$ , der Dichte  $\rho$  und dem Massenbruch der reagierenden Spezies  $Y$  ab:  $\dot{\omega} = \dot{\omega}(T, \rho, Y)$  [63]. Der Wärmeübergang zwischen System und Umgebung wird durch den Newtonschen Wärmeübergang beschrieben [63]:

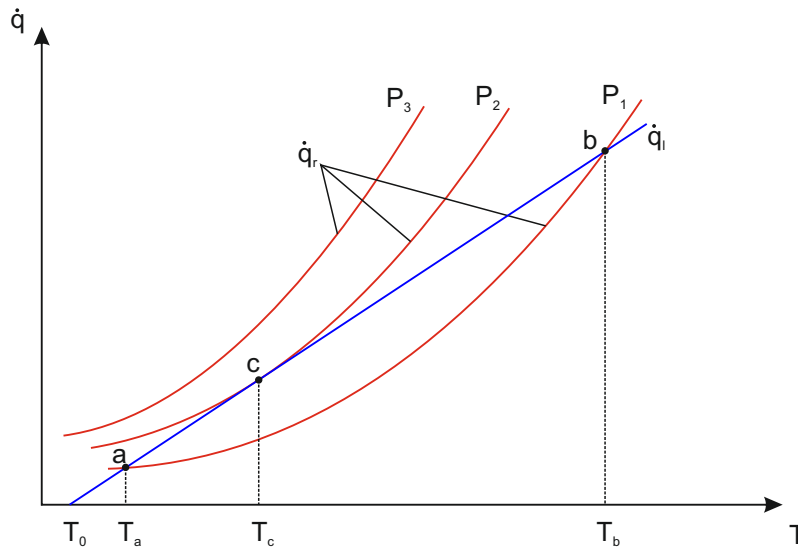
$$\dot{q}_l = \alpha \cdot A \cdot (T - T_0), \quad (2.2)$$

wobei  $\alpha$  der Wärmeübertragungskoeffizient,  $A$  die Wandoberfläche und  $T_0$  die Wandtemperatur sind. In Abb. 2.1 ist der Zusammenhang zwischen der Wärmefreisetzungsrate  $\dot{q}_r$  und den Wärmeverlusten  $\dot{q}_l$  für verschiedene Drücke (bei gleichen Wärmeübertragungskoeffizienten und konstanter Wandtemperatur) graphisch dargestellt. Die Wärmefreisetzungsrate  $\dot{q}_r$  folgt hierbei einem exponentiellen Verlauf, und  $\dot{q}_l$  ist eine lineare Funktion der Mischungstemperatur [63]. In einem System, in dem gleichzeitig Wärmeerzeugung und Wärmeverlust auftreten, kann die Energieerhaltungsgleichung wie folgt dargestellt werden [63]:

$$c_v \rho (dT/dt) = \dot{q}_r - \dot{q}_l. \quad (2.3)$$

$c_v$  ist die molare Wärmekapazität bei konstantem Volumen des Gases. Die linke Seite der Gleichung stellt die Rate der Energieansammlung im betrachteten Gefäß dar. Eine Mischung bei einer Temperatur  $T_0$  wandert also spontan zu Punkt  $a$ , hier gilt  $\dot{q}_r = \dot{q}_l$ . Für ein ungestörtes System ist  $a$  also der Gleichgewichtspunkt. Bei kleinen Störungen im System, bei denen die Temperatur leicht höher als  $T_a$  wird, kehrt das System in seinen Gleichgewichtszustand bei Punkt  $a$  zurück. Erst bei großen Störungen, bei denen die Mischungstemperatur größer  $T_b$  wird, gilt  $\dot{q}_r > \dot{q}_l$  und das System heizt sich bis zu einer Explosion auf. Bei einem erhöhten





**Abb. 2.1:** Temperaturabhängigkeit von Wärmeproduktion  $\dot{q}_r$  (rote Linien) und Wärmeverlust  $\dot{q}_l$  (blaue Linie) in einem Gefäß mit einer reagierenden Mischung bei Variation des Drucks  $P$  und der Temperatur  $T$  (nach [118]).

Anfangsdruck  $P_2$  verschiebt sich die Wärmefreisetzungskurve hin zu höheren Werten,  $\alpha$  wird hierbei als druckunabhängig angenommen [63]. Wird  $P_2$  so gewählt, dass  $\dot{q}_l$  in einem Punkt  $c$  tangential zu  $\dot{q}_r$  wird, gilt dort für eine Absenkung von  $\alpha$  an jedem Punkt der Mischung  $\dot{q}_r > \dot{q}_l$ . Somit ergeben alle Starttemperaturen explosive Mischungen. Eine kritische Bedingung für die Selbstzündung der Mischung existiert also, sobald  $\dot{q}_l$  tangential zu  $\dot{q}_r$  ist [63].

Eine Erweiterung der Theorie von Semenoff stellt die Theorie von Frank-Kamenetskii [119] dar. Hier wird anstatt Newtonscher Wärmeleitung das Fouriersche Wärmeleitungsgesetz verwendet, außerdem werden räumliche Temperaturinhomogenitäten betrachtet. Der Wärmeübergang an die Umgebung wird als ideal angenommen, d. h. die Temperatur des Systems an der Wand entspricht der Wandtemperatur. Die Zündgrenzen des Systems hängen jetzt nicht mehr nur von den thermodynamischen Eigenschaften ab, sondern auch von der Systemgeometrie. Für eine weiterführende Betrachtung des Problems wird auf die Literatur verwiesen [115, 119].

## 2.2 Zündverzugszeit

Die Theorie von Semenoff, die in Abschnitt 2.1 behandelt wurde, vernachlässigt chemisch-kinetische Effekte. Daher setzt eine Temperaturerhöhung sofort ein. Zündet man ein reales Brennstoff-Luft-Gemisch, setzt eine Temperaturerhöhung erst nach einer kurzen Induktionszeit, der Zündverzugszeit, ein [63]. Bei der Selbstzündung müssen zuerst reaktive Radikale

gebildet werden, die als Zündvorläufer für die eigentliche Zündung essentiell sind. Während der Induktionszeit finden chemische Reaktionen statt, wie z. B. Kettenverzweigungen oder Radikalbildung, die aber nicht für eine merkliche Temperaturerhöhung sorgen [63].

Sind schließlich genug Radikale vorhanden, um einen großen Teil des Brennstoffes zu verbrauchen, setzt eine schnelle chemische Reaktion ein, das Gemisch zündet und die Temperatur steigt an [63]. Die Definition der Zündverzugszeit hängt von der betrachteten Messgröße ab. Eine Übersicht über mögliche experimentelle Definitionen der Zündverzugszeit liefert Abschnitt 2.4. Da die in die Zündverzugszeit eingehenden Geschwindigkeitskoeffizienten für die einzelnen Reaktionsschritte im Allgemeinen exponentiell vom Kehrwert der Temperatur  $T$  abhängen (Arrhenius-Ansatz) [120], ist auch die Zündverzugszeit stark temperaturabhängig. Die Reaktionsrate  $r$  einer bimolekularen Reaktion (Edukte  $A + B \rightarrow$  Produkte) kann allgemein ausgedrückt werden durch [63]

$$r = -\frac{d[A]}{dt} = k \cdot [A] \cdot [B] \quad (2.4)$$

mit dem Geschwindigkeitskoeffizienten  $k$  [63]:

$$k = A \cdot e^{-E_A/R \cdot T}. \quad (2.5)$$

Hierbei sind  $E_A$  die Aktivierungsenergie der Reaktion, also die mindestens benötigte Energie, um die Reaktion zu starten.  $A$  ist der präexponentielle Faktor (auch Frequenzfaktor) und entspricht der Zahl der Stöße zwischen Molekülen pro Zeiteinheit und  $R$  ist die universelle Gaskonstante. Die eckigen Klammern geben die Konzentration der Moleküle in Mol pro Volumeneinheit wieder. Die hier gewählte vereinfachte Darstellung vernachlässigt eine Temperaturabhängigkeit des präexponentiellen Faktors [63]. Die Reaktionsrate hängt also exponentiell von der Temperatur, aber nur linear von der Zusammensetzung ab.

Allgemein wird die empirisch ermittelte Zündverzugszeit  $\tau_{id}$  nach dem Ansatz aus Gleichung 2.4 in der folgenden Form ausgedrückt (siehe z. B. [117] und Abschnitt 2.3.1):

$$\tau_{id} = A \cdot \exp(B/T) \cdot [BS]^C \cdot [Ox]^D. \quad (2.6)$$

Hierbei sind  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  experimentell bestimmte Werte,  $[BS]$  und  $[Ox]$  sind die molaren Konzentrationen in (Mol / cm<sup>3</sup>) des Brennstoffes bzw. des Oxidators.

Da in der vorliegenden Arbeit nur Selbstzündung bei Atmosphärendruck betrachtet wird, wird auf eine detaillierte Diskussion der Druckabhängigkeit von Zündprozessen verzichtet. Hierfür sei auf die Fachliteratur verwiesen [63, 116].

## 2.3 Oxidation von Kohlenwasserstoffen

Bei der Selbstzündung spielt neben der Temperatur auch die Gemisch-Zusammensetzung eine wichtige Rolle. Daher wird im folgenden Abschnitt detailliert auf die Reaktionsmechanismen bei der Zündung von Methan und höheren Kohlenwasserstoffen eingegangen. Zusätzlich beeinflussen Streckung und skalare Dissipation, auf die in den folgenden Abschnitten ebenfalls näher eingegangen wird, die Selbstzündung. Hier kann z. B. durch präferentielle Diffusion von schweren und leichten Spezies der Radikalpool, der für die Selbstzündung notwendig ist, wieder aufgelöst werden. Zur genauen Interpretation der später präsentierten Ergebnisse ist also die genaue Kenntnis des Reaktionsmechanismus bei der Selbstzündung von Bedeutung. Die beiden wichtigsten Reaktionen für die Oxidation von Kohlenwasserstoffen sind [116]:



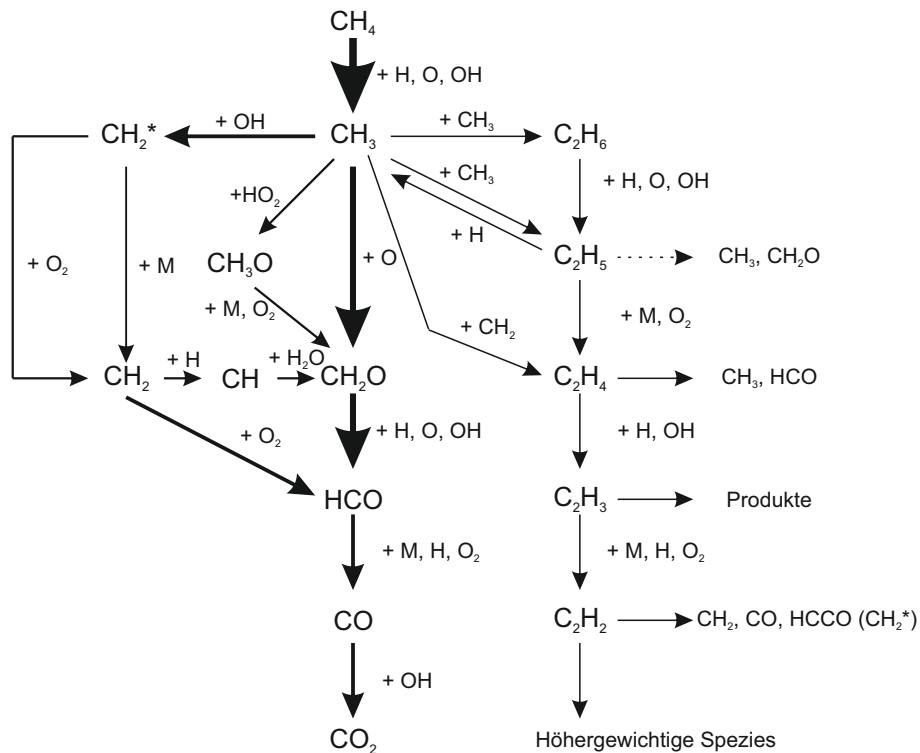
Diese Reaktionen sind nicht für einen bestimmten Kohlenwasserstoff spezifisch. Reaktion CO1 ist fast ausschließlich für die Oxidation von CO verantwortlich und stellt außerdem Teile des für Reaktion H1 benötigten Wasserstoffs bereit [116]. Der anfängliche Brennstoffzerfall ist zwar brennstoffspezifisch, im Allgemeinen jedoch schnell im Vergleich zur Verbrennungsrate [116]. Darüber hinaus führt der anfängliche Brennstoffzerfall bei Methan immer zu  $C_1$ -,  $C_2$ - und  $C_3$ -Fragmenten [116]. Einen Überblick über die Reaktionspfade von Methan-Flammen gibt Abb. 2.2. Die Dicke der Pfeile gibt hierbei die Gewichtung der einzelnen Reaktionen an.

### 2.3.1 Selbstzündung von Methan

Der folgende Abschnitt fasst die Selbstzündung von Methan nach Law [116] zusammen. Die Zündverzugszeit von Methan wurde in Stoßrohrexperimenten von Spadaccini und Colket [117] für Temperaturen zwischen 1300 K und 2000 K und Drücke zwischen 3 und 15 bar bestimmt:

$$\tau_{id} = 1,77 \cdot 10^{-14} \exp(18693/T) [CH_4]^{0,66} [O_2]^{-1,05}. \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $\tau_{id}$  die Zündverzugszeit in Sekunden,  $[CH_4]$  und  $[O_2]$  sind die Konzentrationen von Methan und Sauerstoff in  $\text{mol}/\text{cm}^3$ . Die Zündverzugszeit  $\tau_{id}$  nimmt also mit steigender Temperatur ab. Die Methan-Konzentration hat einen positiven Exponenten, eine steigende Methan-Konzentration führt also zu längeren Zündverzugszeiten. In einer inhomogenen



**Abb. 2.2:** Reaktionspfade in Methanflammen (nach [116]).

Mischung wird Zündung daher im mageren Bereich erwartet.

Die Vorzündchemie von Methan wird durch die Rate der Radikalbildung dominiert, im Speziellen durch die beiden Reaktionen [116]



Hierbei ist  $M$  ein neutraler Stoßpartner. Da für Reaktion M1 eine hohe Aktivierungsenergie erforderlich ist, dominiert sie nur bei hohen Temperaturen gegenüber Reaktion M2. Dominiert Reaktion M1, folgen, evtl. mit Reaktion H1 als Zwischenschritt, die Reaktionen [116]



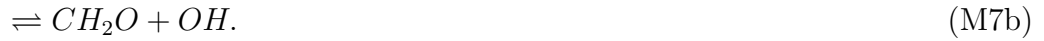
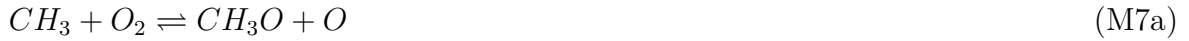
Reaktion M3 verlangsamt den Zündprozess, da sie mit der Kettenverzweigungsreaktion H1 um Wasserstoffatome konkurriert und die reaktiven Wasserstoffatome in weniger reaktive  $\text{CH}_3$ -Radikale umwandelt [116]. Auch Reaktion H1 kann die Zündung verlangsamen, da beim

Aufbau des Radikalpools die Rückreaktion schneller wird und zu einer erhöhten Radikal-Ketten-Terminierung führt. Typischerweise wird aber der Großteil des Wasserstoffs durch Reaktion H1 konsumiert [121], da Sauerstoff im Zündkern in höheren Konzentrationen als Wasserstoff vorhanden ist, und durch präferentielle Diffusion von Wasserstoff die Maxima der Reaktionen H1 und M3 räumlich gegeneinander verschoben werden.

Wird Reaktion M2 der dominante Initialisierungsschritt, tragen folgende Reaktionen zur Radikalbildung bei [116]:



Die Methyl-Radikale reagieren mit molekularem Sauerstoff weiter zu [116]



Nahe der Zündung wird die Reaktion [116]



der dominante Pfad für die Methyl-Oxidation. Das  $CH_3$ -Radikal reagiert schnell zu Formaldehyd weiter über die Reaktionen [116]



Formaldehyd reagiert wiederum mit OH und  $O_2$  weiter zu [116]



Dabei wird das hochreaktive Formyl-Radikal ( $HCO$ ) gebildet, das durch die Reaktionen [116]



abgebaut wird. Die Oxidation von CO zu CO<sub>2</sub> erfolgt über Reaktion CO1 [116].

Bei der Reaktion von Methan und Sauerstoff gibt es nicht nur Reaktionen, bei denen sich die Größe des Ursprungs-Moleküls reduziert, sondern auch solche, bei denen die Größe wächst [116]:



Bei der Methan-Oxidation muss also, obwohl Methan der kleinste Kohlenwasserstoff ist, auch die Oxidation von größeren C<sub>2</sub>-Molekülen berücksichtigt werden. Insbesondere bei fetten Mischungen sind die C<sub>2</sub>-Chemie durch die große Anzahl vorhandener Methyl-Radikale sowie die Rußbildung wichtig [116]. Ebenso können sich durch Reaktionen mit weiteren Methyl-Radikalen auch C<sub>3</sub>, C<sub>4</sub> usw. Moleküle bilden. Diese können in der Gesamtreaktion allerdings vernachlässigt werden [116].

### 2.3.2 Methan-Flammen

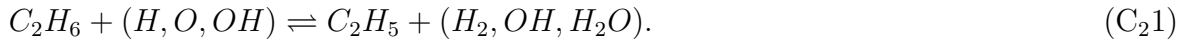
Der Reaktionspfad in Methan-Flammen unterscheidet sich von der Methan-Selbstzündung, da H, O, und OH-Radikale in großer Menge in der Flamme produziert werden und in die Flammenzone zurück diffundieren können [116]. Ausführlich dargestellt ist der hier zusammengefasste Reaktionspfad der Methanverbrennung in [116]. Der Methanabbau geschieht hauptsächlich über H-Abstraktion durch Radikale (Reaktionen M3, M4 und M5), die das Methyl-Radikal produzieren. Das Methyl-Radikal selbst wird durch Reaktion M8 und durch



abgebaut [116]. Im Folgenden reagieren einige der CH<sub>3</sub>-Radikale weiter und formen das hochaktive Singulett-Methylen-Radikal CH<sub>2</sub><sup>\*</sup>, das größtenteils über Stöße in den Grundzustand übergeht [116]. Weitere Reaktionen des CH<sub>2</sub><sup>\*</sup> bzw. CH<sub>2</sub>-Radikals folgen über sekundäre Kettenverzweigungsreaktionen oder über H-Abstraktion [116].

### 2.3.3 Der Oxidationsmechanismus von höheren Kohlenwasserstoffen

Die Oxidation von Ethan spielt bei der fetten Verbrennung von Methan eine wichtige Rolle. Sie erfolgt über eine Wasserstoffabstraktion von  $C_2H_6$ , so dass das Ethyl-Radikal entsteht [116]:



Da das Ethyl-Radikal nicht sehr stabil ist, kann es zerfallen, oder es reagiert mit H und  $O_2$  weiter zu Ethylen, bzw. mit  $O_2$  zu Acetaldehyd ( $CH_3CHO$ ), das wiederum mit H, O und OH über  $CH_3CO$  weiter zu  $CH_3$  und CO zerfällt [116]. Im Mageren kann das Ethyl-Radikal auch mit O zu  $CH_3$  und  $CH_2O$  reagieren [116].

Ähnlich wie bei Methan und Ethan wird auch bei längerkettigen Kohlenwasserstoffen die Oxidation durch einen Kettenbruch eingeleitet, wenn ein Kohlenwasserstoff hohen Temperaturen ausgesetzt ist. In Flammen beginnt die Oxidation mit einer H-Abstraktion [116],



wobei R eine funktionelle Gruppe darstellt, wie z. B. Propyl ( $C_3H_7$ ) im Falle von Propan ( $C_3H_8$ ). Je nachdem an welcher Bindung die Wasserstoffabstraktion stattfindet, können *n*-Propyl- oder *i*-Propyl-Radikale entstehen, die dann weiter zu Ethylen und Methyl bzw. zu Propen zerfallen [116]. Propen wiederum wird durch ein Sauerstoff-Atom oxidiert, um die C=C Bindung zu brechen [116]:



Alternativ kann eine weitere Wasserstoffabstraktion erfolgen, so dass das Allyl-Radikal ( $C_3H_5$ ) entsteht, das mit O, OH,  $O_2$  oder  $HO_2$  oxidiert wird und oxygenierte oder nicht-oxygenierte  $C_1$ - und  $C_2$ -Spezies erzeugt [116]. Die weitere Reaktion erfolgt analog den in Abschnitt 2.3.2 und 2.3.3 beschriebenen Reaktionen.

## 2.4 Experimentelle Untersuchung der Selbstzündung

Zur Analyse von Selbstzündung können verschiedene Messgrößen verwendet werden, die im folgenden Abschnitt erläutert werden. Die Zündverzugszeit hängt im Allgemeinen auch von der Auswertung von experimentellen Daten ab, so dass Zündverzugszeiten, die mit unterschiedlichen Methoden gemessen wurden, nicht immer untereinander vergleichbar sind. Die am häufigsten eingesetzten Methoden sind hierbei die Messung des Drucks, z. B. in der motorischen Verbrennung oder in Stoßrohrexperimenten, die Messung von elektronisch angeregten Radikalen wie  $\text{CH}^*$  oder  $\text{OH}^*$ , sowie die Messung der Wärmefreisetzung, z. B. über einen Temperaturanstieg. In einigen anwendungsorientierten Experimenten wurden auch andere Methoden zur Bestimmung der Selbstzündung eingesetzt, wie z. B. Schatten-Aufnahmen eines zündenden DME-Freistrahls [46], Formaldehyd-LIF eines zündenden DME-Freistrahls zur Untersuchung der zweistufigen Zündung [47, 48] sowie Breitbandeigenleuchten von Zündkernen in einer Jet-in-Hot-Crossflow-Anordnung mit Wasserstoff und Wasserstoff-Methan-Mischungen als Brennstoff [9, 50, 52]. Da in der vorliegenden Arbeit die Selbstzündung über Radikale im elektronischen Grundzustand (hier  $\text{OH}$ ), oder im elektronisch angeregten Zustand (hier  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$ ) untersucht wird, soll nur auf optische Messtechniken genauer eingegangen werden. Hall et al. [122] verglichen verschiedene Methoden zur Bestimmung der Zündverzugszeit in Stoßrohrexperimenten. Insbesondere wurden die Konzentrationen der Radikale  $\text{OH}$  und  $\text{CH}$  sowohl im elektronischen Grundzustand als auch im elektronisch angeregten Zustand, also  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$ , verglichen. In mageren Mischungen, wie sie in der vorliegenden Arbeit vorkommen, oder bei Mischungstemperaturen unter 1600 K, wie sie in dieser Arbeit teilweise vorliegen, kann  $\text{OH}$  gut als Zündmarker verwendet werden [122]. Hall et al. [122] zeigten eine gute Übereinstimmung der Maxima von  $\text{CH}$ ,  $\text{CH}^*$  und  $\text{OH}^*$ , das Maximum von  $\text{OH}$  war zu den Maxima der anderen Radikale allerdings leicht verschoben. Erst im Temperaturbereich  $T > 1600 \text{ K}$  gab es Abweichungen von mehr als 30% zwischen den Maxima von  $\text{OH}$  und  $\text{OH}^*$ . Soll ein breiter Messbereich abgedeckt werden, empfehlen Hall et al. [122] eine Betrachtung von  $\text{OH}^*$  oder  $\text{CH}^*$  anstelle von  $\text{OH}$ . Auch bei Verwendung des maximalen Konzentrationsgradienten im Vergleich zum absoluten Maximum ergaben sich Abweichungen zwischen  $\text{OH}$  und  $\text{OH}^*$ , wobei bei Detektion des Zündzeitpunktes über den maximalen Konzentrationsgradienten mit  $\text{OH}$  frühere Zündzeitpunkte gemessen wurden als mit  $\text{OH}^*$  [122].



## 2.5 Zündung in vorgemischten Systemen

Nach der grundlegenden Beschreibung der Selbstzündung soll auf Möglichkeiten zur Messung der kinetischen Abläufe während der Zündung eingegangen werden. Für die Untersuchung in homogenen Systemen, d. h. Systeme ohne Temperatur- und Mischungsgradienten, gibt es verschiedene Apparaturen, die jeweils für bestimmte Bereiche von Temperatur, Druck oder der erwarteten Zündverzugszeiten geeignet sind. Sie spielen eine entscheidende Rolle bei der Untersuchung der Reaktionskinetik, die der Selbstzündung zugrunde liegt, und sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

### 2.5.1 Rapid Compression Machine

In einer Rapid Compression Machine wird ein Gasgemisch durch einen Kolben verdichtet. Es können Temperaturen im Bereich 600 K - 1100 K und Drücke zwischen 1 bar und 70 bar erreicht werden [123]. Idealerweise läuft die Kompression innerhalb von 10 ms - 70 ms ab [123], um eine adiabate Kompression zu erreichen. Anschließend sollen die Bedingungen in der Messstrecke so lange wie möglich konstant bleiben. Dies ist normalerweise zwischen 2 ms und 500 ms nach dem Ende der Kompression der Fall [123]. Es können somit recht lange Zündverzugszeiten untersucht werden, allerdings beschränkt die endliche Kompressionszeit die minimal untersuchbaren Zündverzugszeiten auf Werte zwischen 1 ms und 200 ms [124].

### 2.5.2 Stoßrohrexperimente

In einem Stoßrohr können für kurze Zeiten sehr definierte Druck- und Temperaturbedingungen erzeugt werden und so der Einfluss von Druck und Temperatur auf die Zündverzugszeit quantifiziert werden. Ein Stoßrohr besteht aus zwei Segmenten: Einer Treiber-Sektion und einer Messstrecke, die durch eine Membran voneinander getrennt sind. In die Treiber-Sektion wird ein leichtes Gas mit hoher Schallgeschwindigkeit (meist Helium) bei hohem Druck eingefüllt, in die Messstrecke das zu untersuchende, verdünnte Gemisch mit einem niedrigeren Druck. Danach wird die Membran zum Bersten gebracht, wodurch eine Stoßwelle entsteht, die das zu untersuchende Gasgemisch aufheizt. Am Ende des Stoßrohrs wird die Stoßwelle reflektiert und heizt die Messstrecke ein weiteres Mal auf. Die Zeit zwischen dem Eintreffen der reflektierten Stoßwelle und der Entspannungswelle steht als Messzeit zur Verfügung und beträgt typischerweise 1 ms - 3 ms [125]. Zündverzugszeiten zwischen 10  $\mu$ s und 1000  $\mu$ s können in Stoßrohren gemessen werden [124]. Der zugängliche Druckbereich ist breit gefächert und

kann von subatmosphärisch bis hin zu 1000 bar reichen, der übliche Temperaturbereich liegt zwischen etwa 800 K und 2500 K [125].

### 2.5.3 Laminarer Strömungsreaktor

In einem laminaren Strömungsreaktor können verschiedene Gasphasenreaktionen unter definierten Bedingungen untersucht werden. Einfach ausgedrückt besteht ein Strömungsreaktor aus einer geheizten Röhre. Durch Variation der Durchflussgeschwindigkeit der Reaktanden kann die Produktzusammensetzung in Abhängigkeit der Aufenthaltszeit untersucht werden. Ein Strömungsreaktor eignet sich, aufgrund der kurzen Aufenthaltszeiten und hohen Temperaturen, besonders, um schnelle Reaktionen mit hoher Aktivierungsenergie zu untersuchen [126].

### 2.5.4 Jet-Stirred-Reactor

Ein Jet-Stirred-Reactor ist ein Tankreaktor, der kontinuierlich gerührt wird. Die Mischung erfolgt in diesem Fall über die Eindüsung von Jets, wodurch eine sehr homogene und kontinuierliche Mischung erreicht wird. In ihm kann die Oxidation und Pyrolyse von Kohlenwasserstoffen in der Gasphase und weiteren gasförmigen Stoffen untersucht werden. Hauptuntersuchungsobjekt ist die Zusammensetzung des Produktgases in Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Temperatur und der damit gekoppelten Aufenthaltszeit, sowie Druck und Zusammensetzung der Reaktanden [127].

## 2.6 Zündung in nicht-vorgemischten Systemen

Bislang wurde die Zündung in homogenen Gemischen, d. h. in Systemen ohne Temperatur- oder Mischungsgradienten, Transportprozesse und Einfluss von Turbulenz betrachtet. In praktischen Systemen treten aber Mischungsgradienten durch endliche Mischungszeiten sowie Temperaturgradienten auf, und auch die Anwesenheit von Turbulenz kann einen deutlichen Einfluss auf die Zündung haben. Eine Zusammenfassung der Zündung von nicht-vorgemischten Flammen liefert der Übersichtsartikel von Mastorakos [128].

In praktischen Systemen können alle Mischungszustände zwischen reinem Brennstoff und reinem Oxidator auftreten. Der Mischungszustand des Systems lässt sich hier über den Mischungsbruch  $\xi$  beschreiben, der definiert ist als der Massenanteil des Brennstoffes (BS) im Gemisch aus Brennstoff und Oxidator (Ox) [129]:

$$\xi = \frac{\dot{m}_{BS}}{\dot{m}_{BS} + \dot{m}_{Ox}}. \quad (2.8)$$

Der Mischungsbruch von reinem Brennstoff beträgt  $\xi = 1$ , der von reinem Oxidator  $\xi = 0$ . Als stöchiometrischen Mischungsbruch  $\xi_{st}$  bezeichnet man den Mischungsbruch, bei dem eine vollständige Umsetzung von Brennstoff und Oxidator in der Verbrennung stattfindet. In technischen Systemen wird oft auch das Äquivalenzverhältnis  $\phi$  bzw. dessen Kehrwert, die Luftzahl  $\lambda$ , zur Beschreibung des globalen Mischungsverhältnisses verwendet [63]:

$$\phi = \frac{1}{\lambda} = \frac{(X_{Ox}/X_{BS})_{st}}{X_{Ox}/X_{BS}} \quad (2.9)$$

Hierbei ist  $X$  der Molenbruch der jeweiligen Spezies. Beide Kennzahlen betragen bei einer stöchiometrischen Verbrennung 1, bei magerer Verbrennung, d. h. bei Luftüberschuss, wird  $\lambda > 1$  und  $\phi < 1$ .

In Zweikomponentenströmungen kann das Verhältnis von Wärme- und Stoffübertragung durch die dimensionslose Lewis-Zahl  $Le_i$  einer Spezies  $i$  beschrieben werden [63, 116, 129]:

$$Le_i = \frac{\alpha}{D_i} = \frac{\lambda}{D_i \cdot \rho \cdot c_p}. \quad (2.10)$$

Hierbei sind  $\alpha$  die Temperaturleitfähigkeit ( $\alpha = \lambda / \rho \cdot c_p$ ) und  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit der Mischung,  $D_i$  der Diffusionskoeffizient der Spezies  $i$ ,  $\rho$  und  $c_p$  sind die Dichte und die isobare spezifische Wärmekapazität der Mischung. Die Lewis-Zahl kann auch als Quotient der Schmidt-Zahl  $Sc$  und der Prandtl-Zahl  $Pr$  beschrieben werden:

$$Le = \frac{Sc}{Pr}. \quad (2.11)$$

Die Schmidt-Zahl  $Sc$  gibt den relativen Einfluss der Viskosität auf den Massentransport wieder [116]:

$$Sc = \frac{\nu}{D} = \frac{\mu}{\rho \cdot D}, \quad (2.12)$$

wobei  $\nu$  die kinematische und  $\mu$  die dynamische Viskosität darstellen. Die Prandtl-Zahl  $Pr$  beschreibt den relativen Einfluss von Viskosität zu thermischer Diffusion [116]:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda}. \quad (2.13)$$

In einer Zweikomponentenströmung mit verschiedenen Temperaturen der einzelnen Komponenten legt der Mischungsbruch auch die Mischungstemperatur  $T_{mix}$  fest. Vereinfacht kann dies über die Beziehung

$$T_{mix} = T_{Ox} - \xi \cdot (T_{BS} - T_{Ox}). \quad (2.14)$$

ausgedrückt werden [43]. Hierbei werden jedoch die unterschiedlichen spezifischen Wärmekapazitäten und deren Temperaturabhängigkeit nicht explizit berücksichtigt.

Unter bestimmten Annahmen, wie z. B. gleicher Stoff- und Wärmetransport (Lewis-Zahl  $Le = 1$ ), keine Wärmeverluste und unendlich schnelle chemische Reaktionen, sind skalare Variablen wie Temperatur, Massenbrüche und Dichte eindeutige Funktionen des Mischungsbruchs [63]. In realen Systemen muss die Mischungstemperatur über ein iteratives Verfahren bestimmt werden, wie es in Abschnitt 6.1 beschrieben wird, da die Wärmekapazitäten  $c_p$  temperaturabhängig sind.

In technischen Systemen, in denen sich Brennstoff und Oxidator mischen, wird die Betrachtung der Zündung deutlich komplexer. Hier liegen keine homogenen Bedingungen vor, sondern während der Mischung können verschiedene Fluidelemente miteinander interagieren. Sie können nicht nur mischen, was eine Temperaturänderung und eine Änderung des Mischungsbruchs zur Folge hat, sondern auch Zündvorläufer und Radikale miteinander austauschen, die die Zündverzugszeit ebenso wie die Temperatur stark beeinflussen können. In einem technischen System hängt die Zündung eines Fluidelements also stark von der individuellen Historie an Mischungs- und Temperaturzuständen sowie der Interaktion einzelner Fluidelemente ab. Allgemein wirkt sich dies verzögernd im Vergleich zum homogenen System aus.

In Systemen mit Mischungsbruchgradienten tritt Zündung bei einem definierten Mischungsbruch auf, an dem die Reaktionsrate am höchsten ist. Dieser Mischungsbruch wird der reaktivste Mischungsbruch (engl. *most reactive mixture fraction*;  $\xi_{mr}$ ) genannt [130, 131]. In Mischungen von heißem Oxidator und kaltem Brennstoff, wie sie in der vorliegenden Arbeit betrachtet werden, liegt dieser Mischungsbruch im mageren Bereich, da hier die höchsten Mi-

schungstemperaturen vorliegen. Gleichzeitig muss allerdings eine Mindestzündenergie erreicht werden, um eine globale Zündung hervorzurufen. Die Zündung kann also nicht in beliebig mageren Gebieten stattfinden, obwohl dort die Mischungstemperatur am höchsten ist und durch die Temperaturabhängigkeit der Zündverzugszeit dort die kürzesten homogenen Zündverzugszeiten zu erwarten sind. Abgeschätzt werden kann der reaktivste Mischungsbruch über homogene Berechnungen der Zündverzugszeit für verschiedene Mischungszustände. Dieser so erhaltene Mischungsbruch stimmt in etwa mit dem Zündort in realen Versuchen überein, vernachlässigt jedoch Effekte wie Wärmeleitung und Diffusion [130]. In DNS-Rechnungen (*Direct Numerical Simulation*) wurde zudem beobachtet, dass die Zündung in turbulenten Systemen entlang der  $\xi_{mr}$ -Isokontur bei Werten minimaler skalarer Dissipation auftritt (s. z. B. [131–133]). Dies soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

## 2.7 Selbstzündung in turbulenten Strömungen

### 2.7.1 Skalare Dissipation und Streckungsrate

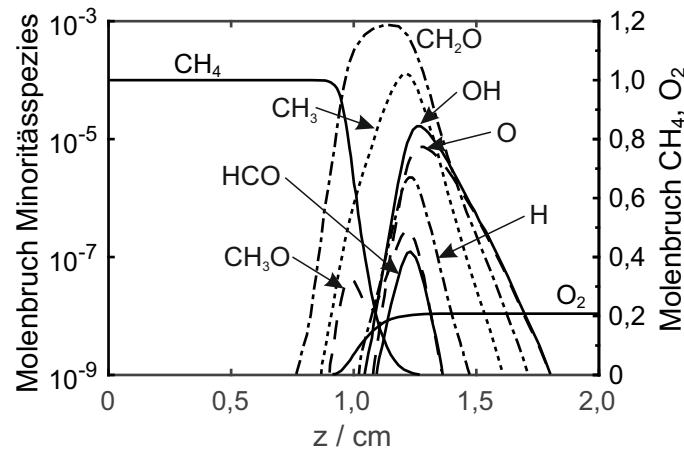
In praxisrelevanten Systemen wird die Selbstzündung nicht nur durch chemisch-kinetische Randbedingungen definiert, sondern auch durch Einflussfaktoren des turbulenten Strömungsfeldes, wie z. B. Aufenthaltszeit, Streckungsrate und skalare Dissipation. Die Streckungsrate  $G$  ist hierbei als der Gradient der Geschwindigkeit  $v$  entlang einer Ortskoordinate  $x$  definiert [134]:

$$G = \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (2.15)$$

Die skalare Dissipation ist definiert als [63]

$$\chi(t, \xi) = 2D(\nabla\xi)^2. \quad (2.16)$$

Hierbei ist  $D$  der Diffusionskoeffizient und  $\nabla\xi$  der Gradient des Mischungsbruchs. Die skalare Dissipation ist ein Maß für die Intensität lokaler diffusiver Transporte [133] und hat die Einheit 1/s. Ihr Kehrwert kann als charakteristische Diffusionszeit durch die Flamme interpretiert werden. Die skalare Dissipation korreliert mit der fluid-dynamischen Streckungsrate [135]. Insbesondere die Streckungsrate kann eine deutlich verlangsamende Wirkung auf die Selbstzündung von Methan haben. Fotache et al. [121] untersuchten den Einfluss von Streckung auf die Selbstzündung von Methan in heißer Luft in einer Gegenstromanordnung bei verschiedenen Drücken und verschiedenen Verdünnungen von Methan in Stickstoff. Die Zündung trat hierbei in Form von lokalisierten Zündkernen auf. Die Zündtemperatur, also die minimale Temperatur, bei der ein Gemisch zünden kann, erhöhte sich mit steigender Streckungsrate. Grund hierfür ist ein konvektiv-diffusiver Verlust von aktiven Radikalen und Wärme aus dem Zündkern, der durch eine Erhöhung der Zündtemperatur kompensiert werden muss [121]. Eine beispielhafte Verteilung verschiedener Radikale in einem Zündkern in einer CH<sub>4</sub>-Luft-Gegenstromanordnung mit vorgewärmter Luft aus Referenz [121] ist in Abb. 2.3 dargestellt. Der Zündkern ist durch die Maxima der Konzentrationsprofile von Radikalen wie H, OH, O, oder CH<sub>3</sub> definiert [121]. Die Position des Zündkerns wird durch die konkurrierenden Mechanismen zwischen Erhöhung der Temperatur (hin zur mageren Seite) und ausreichend hoher Brennstoffkonzentration (hin zur fetten Seite) bestimmt. Durch präferentielle Diffusion liegen die Konzentrationsmaxima von leichten Radikalen wie O, H und OH luftseitig der Konzentrationsmaxima von schwereren, kohlenstoffhaltigen Spezies, und liegen somit auch bei höheren Temperaturen [121]. Da der Oxidationsmechanismus von



**Abb. 2.3:** Radikalverteilung in einem Zündkern in einer Methan-Luft-Gegenstromanordnung bei 1 bar und einer Streckungsrate von  $300 \text{ s}^{-1}$  (nach [121]).

Methan langsam reagierende Spezies beinhaltet, spielen Transporteffekte eine signifikante Rolle bei der Zündung.

Direkte Numerische Simulationen (DNS) von Selbstzündprozessen mit Ein-Schritt-Chemie [131] und mit detaillierter Chemie für eine Wasserstoff-Luft-Flamme [133] zeigten ebenfalls, dass sich Zündkerne an Stellen niedriger skalarer Dissipation entlang der Isokontur des reaktivsten Mischungsbruchs  $\xi_{mr}$  bilden. Auch 2D-DNS Simulationen mit detaillierter Chemie in einer Mischschicht mit ähnlichen Bedingungen wie in dieser Arbeit zeigten, dass Selbstzündung bei niedriger skalarer Dissipation auftritt [136]. In der DNS-Rechnung wurden Wasserstoff-Methan-Mischungen als Brennstoff betrachtet. Eine erhöhte skalare Dissipation verlangsamt zwar die Zündung, die Zündkinetik selbst wird aber nicht von der skalaren Dissipation beeinflusst [136].

Messungen und Rechnungen in einer Gegenstromanordnung mit n-Heptan als Brennstoff und Temperaturen knapp unterhalb der Selbstzündtemperatur zeigten, dass sich Formaldehyd als Indikator für die Vorzündchemie an konkaven Grenzflächen hin zur Luft-Seite bildete [137].

## 2.7.2 Einfluss von Turbulenz

Blouch et al. untersuchten die Zündung von Wasserstoff-Stickstoff-Gemischen in einer Gegenstromanordnung bei verschiedenen Turbulenzintensitäten [138, 139]. Niedrige Turbulenzintensitäten förderten die Zündung, d.h. die Zündtemperatur sank im Vergleich zum laminaren System. Hohe Turbulenzintensitäten hatten eine zündverlangsamende Wirkung, d.h. die Zündtemperatur stieg im Vergleich zum laminaren System. Bei niedrigen Turbulenzintensitäten wurde dieses Verhalten durch die Mischung von zündenden Fluidelementen mit heißem

Gas und Zündvorläufer-Radikalen durch Wirbel mit ähnlicher Größe wie die Zündkerne begründet, die ohne Turbulenz nicht stattfinden würde. Bei hoher Turbulenz wird die Zündung durch verkürzte Aufenthaltszeiten sowie durch Wegtransport von Zündvorläufern verlangsamt [139]. Auch bei Methan-Mischungen wurde eine verzögernde Wirkung der Streckungsrate auf die Zündung festgestellt [121].

Markides et al. untersuchten die Zündung von verschiedenen Brennstoffen wie Wasserstoff [19], n-Heptan [140] und Acetylen [141] in einem turbulenten Coflow aus heißer Luft. Der Brennstoff wurde coaxial in den Coflow eingedüst, die Geschwindigkeit des Brennstoffstrahls war entweder gleich oder höher als die Coflowgeschwindigkeit. Die Zündung erfolgte für alle untersuchten Brennstoffe in Form lokalisierter Zündkerne. Ein verzögernder Einfluss einer erhöhten skalaren Dissipation, die durch eine Erhöhung der Geschwindigkeit des turbulenten Coflow realisiert wurde, wurde ebenfalls festgestellt.



## 3 Turbulente Freistrahlen

In diesem Kapitel werden einige Grundzüge turbulenter Strömungen beschrieben. Für eine detaillierte Darstellung von turbulenten reagierenden und nicht-reagierenden Strömungen wird allerdings auf die Fachliteratur (z. B. [63, 134]) verwiesen.

Eine Strömung, die aus einer Düse in den freien Raum austritt, d. h. dort nicht mit Wänden interagiert, wird als Freistrahle bezeichnet. Der Einfachheit halber werden in diesem Kapitel isotherme Freistrahlen beschrieben, die aus dem gleichen Medium wie der umgebende Raum bestehen (d. h. Luft in Luft bzw. Wasser in Wasser). Schließlich werden einige Unterschiede von Freistrahlen aus anderen Medien wie der umgebende Raum beschrieben. Im Fokus stehen dabei die grundlegenden Eigenschaften von Freistrahlen im stationären Zustand und von transienten, d. h. impulsiv gestarteten Freistrahlen, sowie deren Skalierungsgesetze.

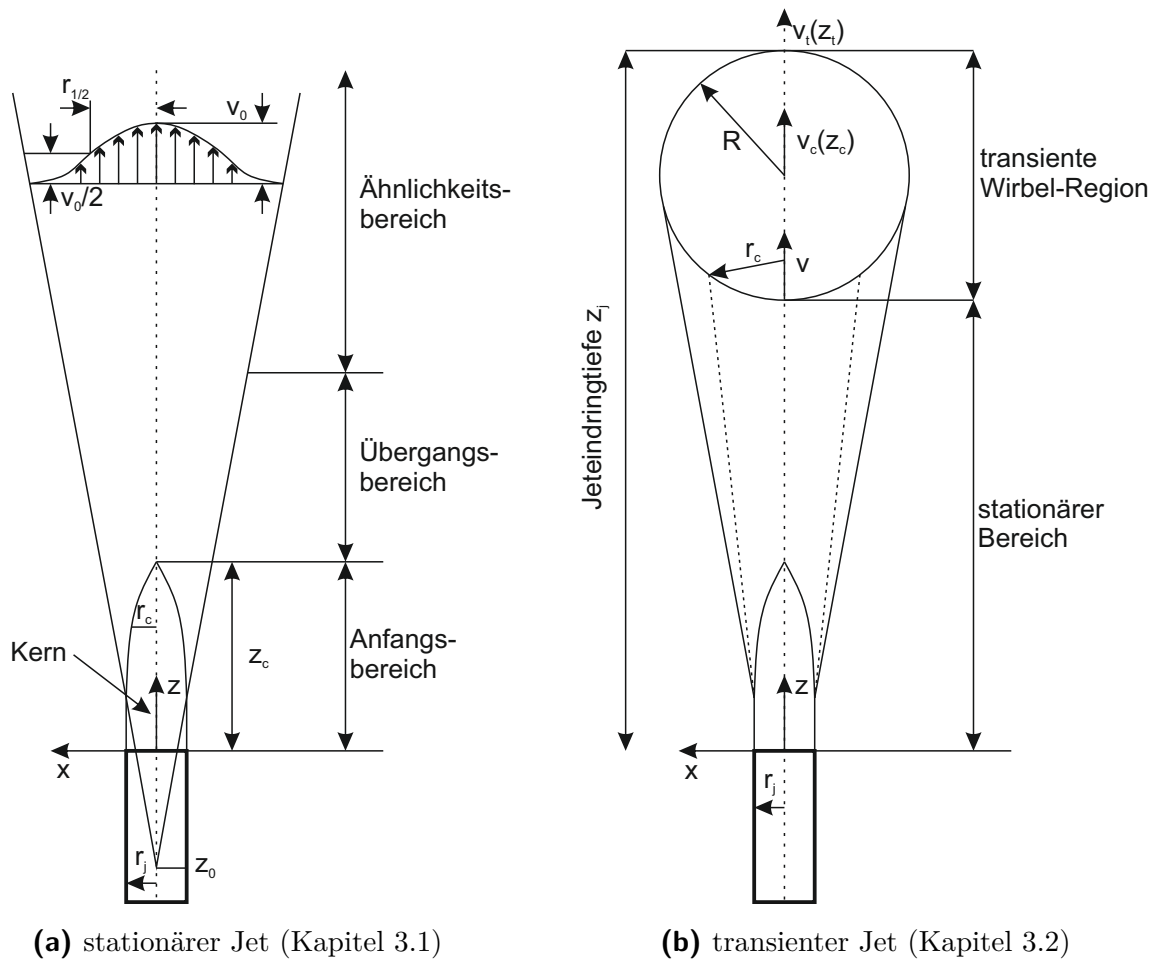
In einer turbulenten Strömung ist das Wachstum von Wirbeln bestimmt durch die Konkurrenz zwischen ihrer nichtlinearen Erzeugung sowie ihrer Auflösung durch Dissipation [63]. Der Umschlag von laminaren zu turbulenten Strömungen tritt bei einer kritischen Reynolds-Zahl  $Re_{krit}$  auf. Die Reynolds-Zahl ist hierbei definiert als Verhältnis zwischen destabilisierenden Trägheitskräften und stabilisierenden bzw. dämpfenden Zähigkeitskräften [63]:

$$Re = \frac{\rho \cdot u \cdot d}{\eta} = \frac{u \cdot d}{\nu}. \quad (3.1)$$

Dabei stellt  $\rho$  die Dichte des Fluids dar,  $u$  eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit und  $d$  eine charakteristische Länge des Systems.  $\eta$  und  $\nu$  sind die dynamische und die kinematische Viskosität des Fluids. Bei Freistrahlen wird bei der Reynolds-Zahl üblicherweise der Düsendurchmesser als charakteristisches Längenmaß und die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit als charakteristische Strömungsgeschwindigkeit verwendet.

### 3.1 Freistrahlen im stationären Zustand

Abbildung 3.1a zeigt einen Überblick über die Bereiche eines idealen axialsymmetrischen Freistrahls. Den Idealfall eines Freistrahls stellt ein Newtonsches Fluid dar, das eine Düse mit Durchmesser  $D$  und Radius  $r_j$  verlässt, und dabei ein zylindrisches Geschwindigkeitsprofil mit



**Abb. 3.1:** Charakteristische Strukturen von idealen axialsymmetrischen Freistrahlen im stationären und im transienten Fall (nach [142]).

einer Geschwindigkeit  $v_j$  aufweist [134]. Die Strömung kann in drei Regionen untergliedert werden [142]:

- **Anfangsbereich**  
Der Anfangsbereich besteht aus einem (angenommenen) reibungsfreien zentralen Kernbereich mit konstanter Geschwindigkeit und wird durch eine Scherschicht, die sich bis zum stationären Fluid außerhalb des Jets erstreckt, eingeschlossen.
- **Übergangsbereich**  
Der Übergangsbereich erstreckt sich vom Ende des Jet-Kerns bis zum Anfang der voll ausgebildeten Region. In ihm nähert sich das Geschwindigkeitsprofil einer selbstähnlichen Form an (genaue Definition von Selbstähnlichkeit s.u.).
- **Ähnlichkeitsbereich**  
Im Ähnlichkeitsbereich ist der Jet voll ausgebildet und kann als eine Strömung, die

von einer Punktquelle bei  $z_0$  in der Düse ausgeht, betrachtet werden. Die Geschwindigkeitsprofile in der voll ausgebildeten Region sind selbstähnlich.

Eine der wichtigsten Eigenschaften von Freistrahlen ist die Selbstähnlichkeit: die Profile von beispielsweise Geschwindigkeit oder Mischungsbruch weisen bei verschiedenen axialen Positionen den selben Verlauf auf, wenn sie entsprechend normiert werden [134], und zwar unabhängig von der Reynolds-Zahl. Am Beispiel des mittleren axialen Geschwindigkeitsfeldes  $\langle v(z, r) \rangle$  ist die Geschwindigkeit auf der Mittelachse definiert als

$$v_0(z) = \langle v(z, 0) \rangle. \quad (3.2)$$

Die Halbwertsbreite  $r_{1/2}$  des Jets ist dann definiert als

$$\langle v(z, r_{1/2}(z)) \rangle = \frac{1}{2} v_0(z). \quad (3.3)$$

Mit zunehmendem Abstand von der Düse nimmt zwar die Mittelachsengeschwindigkeit ab und das Geschwindigkeitsprofil ändert sich, die Form des Geschwindigkeitsprofils bleibt jedoch unverändert. Nach dem Übergangsbereich (oberhalb etwa  $z/D = 30$ ) fallen die Geschwindigkeitsprofile von  $\langle v \rangle / v_0(z)$ , gezeichnet über  $r/r_{1/2}(z)$  auf einer einzigen Kurve zusammen [134]. Dies wird als Selbstähnlichkeit bezeichnet.

Des Weiteren gibt es empirische Gesetze, die die Entwicklung der axialen Geschwindigkeitskomponente und des Mischungsbruchs auf der Jetachse beschreiben. Hierbei wird statt des physikalischen Düsendurchmessers  $D$  ein effektiver Düsendurchmesser  $D_{eff}$  verwendet, der die unterschiedlichen Dichten von Coflow ( $\rho_{coflow}$ ) und Freistrahls ( $\rho_{jet}$ ) beinhaltet [143, 144]:

$$D_{eff} = D \cdot \left( \frac{\rho_{jet}}{\rho_{coflow}} \right)^{1/2}. \quad (3.4)$$

Dieser effektive Durchmesser, der auch als Impulsstromdurchmesser bezeichnet wird, gilt allerdings zunächst nur für isotherme, nicht-reagierende Strömungen. Die Geschwindigkeit auf der Mittelachse kann dann ausgedrückt werden durch [145, 146]:

$$v/v_0 = 6,5 \cdot (z/D_{eff})^{-1}. \quad (3.5)$$

Ebenso kann der Mischungsbruch auf der Jetachse ausgedrückt werden durch [145]

$$\xi/\xi_0 = 5,4 \cdot (z/D_{eff})^{-1}. \quad (3.6)$$

Die Vorfaktoren in den Gleichungen 3.5 und 3.6 sind hierbei empirisch ermittelt [145, 146].

## 3.2 Transiente Freistrahlen

Erfolgt die Fluidzufuhr nicht konstant, sondern stoßartig, spricht man von einem transienten Freistrahle. Eine Beschreibung von transienten Freistrahlen wurde z. B. von Witze entwickelt [142]. Hierbei wird ein transienter Freistrahle als System aus zwei Komponenten angenommen. Die transiente Wirbelregion (s. Abb. 3.1b) wird durch einen sphärischen Wirbel mit Radius  $R$  beschrieben [142]. Der Wirbel entfernt sich hierbei mit zunehmender Entfernung  $z$  immer langsamer von der Düse. Unterhalb der transienten Wirbelregion befindet sich der stationäre Bereich. Hier ähnelt das Verhalten des Jets dem im stationären Zustand [142].

Die Größe der Kopfwirbelregion nimmt kontinuierlich zu, da Masse aus dem stationären Bereich eingezogen wird, der stationäre Teil des Jets transportiert den Wirbel stromab [142]. Hierdurch entsteht ein zusätzlicher Geschwindigkeitsgradient, da die Zentrums geschwindigkeit  $v_c$  des Wirbels schneller abnimmt als die Geschwindigkeit  $v$  der Wirbelhinterkante, jedoch langsamer als die Geschwindigkeit der Jetspitze  $v_t$  [142]. Ein diffusiver Einzug von Umgebungsfluid wird in diesem Modell aus Gründen der Einfachheit vernachlässigt.

Für große Reynolds-Zahlen  $Re > 10^5$  wird die Entwicklung des transienten Freistrahls unabhängig von der Reynolds-Zahl [147]. Im Fall von stark unterschiedlichen Dichten für Umgebungsfluid  $\rho_{coflow}$  und Jetfluid  $\rho_{jet}$  können dimensionslose Parameter wie das Abklingverhalten der Axialgeschwindigkeit durch die Skalierung mit einem äquivalenten Düsendurchmesser  $D_{eff}$ , wie in Gleichung 3.4, beschrieben werden [148]. Für die Ausbreitung der Jetspitze gilt [148]:

$$\frac{z_j}{(\dot{M}\rho_\infty)^{1/4} \cdot t^{1/2}} = \frac{2R}{z_j} \rightarrow \textit{konstant}. \quad (3.7)$$

Hierbei sind  $z_j$  die Jeteindringtiefe,  $\dot{M}$  der Impulsstrom am Düsenaustritt,  $\rho_\infty$  die Dichte der Umgebung,  $t$  die Zeit sowie  $R$  der Radius des Kopfwirbels, so dass  $D = 2 \cdot R$  der maximalen Breite des Freistrahls entspricht [147, 149].

Für transiente Freistrahlen kann ein charakteristischer Zeitähnlichkeitsparameter  $\tau = D/v_0$  definiert werden [142]. Hierbei sind  $D$  der Durchmesser der Düse und  $v_0$  die Austrittsgeschwindigkeit des Freistrahls. Über den charakteristischen Zeitähnlichkeitsparameter  $\tau$  kann wiederum eine dimensionslose Zeit  $T^* = t_n/\tau$  definiert werden [149].

Die Jeteindringtiefe variiert zunächst linear mit der Zeit, ab einer dimensionslosen Zeit von  $T^* = 3,35$  nimmt die Jeteindringtiefe proportional zur Wurzel der Zeit zu [149].

## 4 Optische und laserbasierte Verbrennungsdiagnostik

### 4.1 Wechselwirkung von Licht mit Molekülen

In der Spektroskopie nutzt man die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und den inneren Freiheitsgraden von Molekülen, um Informationen über Zustand, Art und Anzahl der Moleküle zu erhalten. Moleküle sind keine starren Körper, sondern können Rotations- und Vibrationsbewegungen ausführen. Auch können Moleküle durch Anhebung eines oder mehrerer Elektronen aus dem Grundzustand in einen höherenergetischen, sog. elektronisch angeregten, Zustand überführt werden. Die Eigenschaften der Molekülbewegungen und elektronischen Übergänge werden im folgenden Kapitel näher beschrieben. Die hier aufgeführten Angaben beziehen sich auf die Bücher von Demtröder [150] sowie von Haken und Wolf [151], sofern im Text nicht anders angegeben.

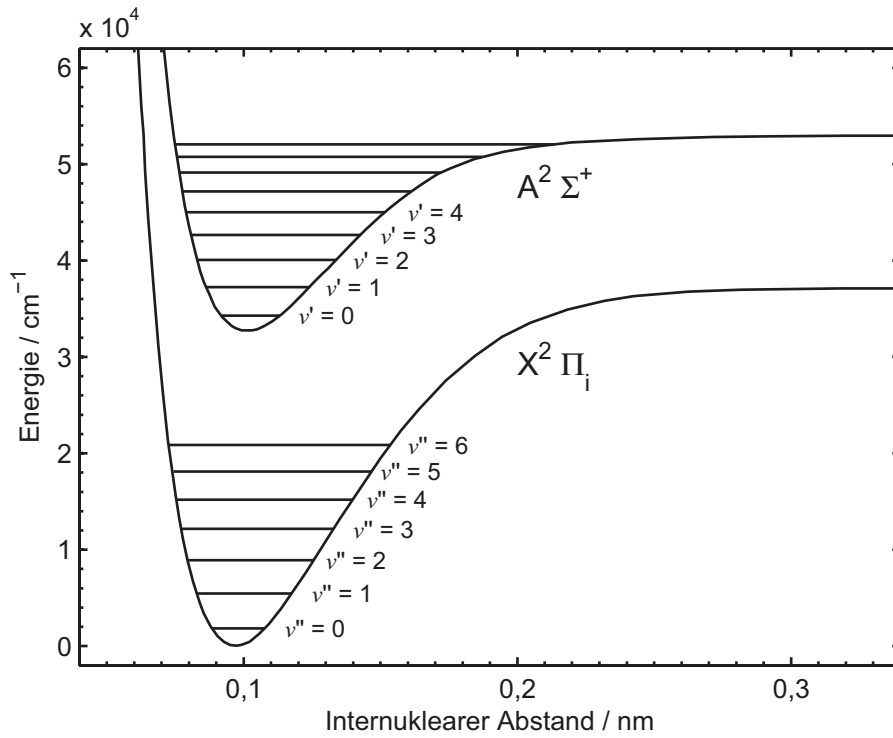
#### 4.1.1 Rotations- und Vibrationszustände

Molekülbewegungen werden im Allgemeinen durch Quantenzahlen beschrieben, die Rotationsquantenzahl wird mit  $J$  bezeichnet, die Vibrationsquantenzahl mit  $v$ .

Die Rotationsenergie ist in erster Näherung (d. h. für einen starren Rotator) proportional zu  $J(J + 1)$ , somit sind die Rotationsenergiezustände nicht äquidistant [151]:

$$E_{rot} \propto J(J + 1). \quad (4.1)$$

Die Vibrationsenergie ist quantisiert, d. h. sie kann nur diskrete Werte annehmen. Durch die Coulombabstoßung der Kerne in einem zweiatomigen Molekül ist die Näherung als harmonischer Oszillator nicht möglich, da das Potential der Vibrationsenergie unsymmetrisch bezüglich des Kernabstands ist [151]. Man bedient sich hier eines Morse-Potentials, bzw. für Berechnungen von Potentialkurven der Rydberg-Klein-Rees-Methode [152] (s. Abb. 4.1). Die in der Abbildung eingezeichneten Vibrationszustände sind noch einmal in Rotationszustände



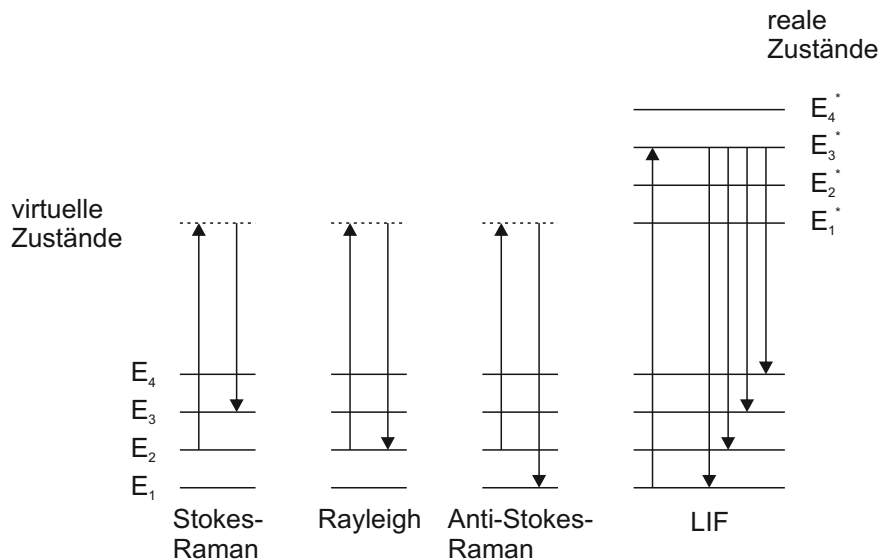
**Abb. 4.1:** Rydberg-Klein-Rees Potential für die elektronischen Zustände  $A^2\Sigma^+$  und  $X^2\Pi_i$  des OH-Radikals. Zusätzlich eingezeichnet sind die Vibrationszustände  $v$  (nach [152]).

unterteilt, diese sind jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Die Vibrationsenergie kann in guter Näherung durch einen anharmonischen Oszillator beschrieben werden [151]:

$$E_{vib} = \hbar\omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \chi_e \hbar\omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2. \quad (4.2)$$

Hierbei sind  $\hbar = h/2\pi$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $\omega_e = 2\pi\nu_e$  die Kreisfrequenz und  $\chi_e$  eine Anharmonizitätskonstante. Eine noch höhere Genauigkeit kann durch Anfügen von Gliedern höherer Potenzen von  $(v + \frac{1}{2})$  erreicht werden [151].

Abbildung 4.2 zeigt die verschiedenen Arten der Wechselwirkung von Licht mit Molekülen. Von links nach rechts sind dargestellt: Raman-Streuung (Stokes-Bande), Rayleigh-Streuung, Raman-Streuung (Anti-Stokes-Bande), und laserinduzierte Fluoreszenz. Dabei werden Wechselwirkungen, bei denen die Frequenz des von den Molekülen abgestrahlten Lichts gleich der absorbierten Frequenz ist, als elastische Streuprozesse bezeichnet, bei einer Verschiebung der Frequenz spricht man von inelastischer Streuung



**Abb. 4.2:** Verschiedene Arten der Wechselwirkung von Licht mit Molekülen (nach [63]).

### 4.1.2 Raman-Streuung

Bei der Raman-Streuung handelt es sich um eine inelastische Lichtstreuung an Molekülen, jedoch weist diese einen sehr kleinen Streuquerschnitt auf und ist daher sehr schwach. Da die Raman-Streuung für jedes Molekül ein anderes Spektrum aufweist, können so z. B. Zusammensetzungen gemessen werden. Es wird dabei zwischen den sogenannten Stokes-Linien, bei denen das von den Molekülen ausgestrahlte Licht langwelliger ist, als das absorbierte Licht und den Anti-Stokes-Linien unterschieden. Hier ist das abgestrahlte Licht zu kleineren Wellenlängen verschoben. Für eine nähere Beschreibung wird auf die einschlägige Literatur verwiesen (s. z. B. [150, 151, 153, 154]).

Die weiteren Wechselwirkungsprozesse von Licht an Molekülen werden in den folgenden Abschnitten detaillierter beschrieben.

### 4.1.3 Rayleigh-Streuung

Als Rayleigh-Streuung bezeichnet man die elastische Streuung von Licht an Teilchen, deren Größe  $d$  klein gegenüber der Wellenlänge  $\lambda$  des gestreuten Lichts ist:  $d < \lambda$ . Diese Bedingung ist zum Beispiel für die Streuung von sichtbarem Licht an Molekülen gegeben.

Zunächst wird angenommen, dass das streuende Molekül weder Rotations- noch Vibrationsbewegungen ausführt [151]. Trifft nun Licht mit einer Frequenz  $\nu_0$  und der Feldstärke

$E = E_0 \cdot \cos(2\pi \cdot \nu_0 \cdot t)$  auf das Molekül, wird in der Elektronenhülle des Moleküls ein Dipolmoment mit der Frequenz  $\nu_0$  des einfallenden Lichts induziert [151]:

$$p(t) = a \cdot E(E_0, \nu_0, t), \quad (4.3)$$

wobei  $a$  die Polarisierbarkeit des Moleküls ist. Führt das Molekül bereits eine Eigenschwingung aus, wird das induzierte Moment zusätzlich mit der Frequenz  $\nu_{vib}$  der Schwingung amplitudenmoduliert, sofern die Polarisierbarkeit  $\alpha$  des Moleküls eine Funktion des Abstands  $R$  der Atomkerne ist [151]. Hierdurch entstehen Streulicht-Seitenbänder mit  $\nu = \nu_0 \pm \nu_{vib}$  [151]. Dies ist der Schwingungs-Raman-Effekt erster Ordnung.

Für die Streuung von Laserlicht an Molekülen kann die Intensität des Rayleigh-Streulichts  $S_{Rayleigh}$  ausgedrückt werden durch [63]

$$S_{Rayleigh} \propto I_{Laser} \cdot \Omega \cdot \eta \cdot \sum_i C_i \sigma_i \quad (4.4)$$

Hierbei ist  $I_{Laser}$  die Intensität des einfallenden Laserstrahls,  $\Omega$  der betrachtete Raumwinkel,  $\eta$  die Quanteneffizienz des verwendeten Detektors (inklusive Sammeloptik),  $C$  die Molekülkonzentration bzw. Teilchenzahldichte und  $\sigma$  der zugehörige Streuquerschnitt. In der Praxis werden  $\Omega$  und  $\eta$  durch die Detektionsanordnung festgelegt und durch eine gemeinsame Kalibriermessung bestimmt, etwa durch die Messung des Streusignals an einem Gemisch bekannter Zusammensetzung und bekannter Temperatur.

Der Streuquerschnitt  $\sigma_{mix}$  eines Gemischs kann durch eine lineare Kombination der Streuquerschnitte der Einzelkomponenten ausgedrückt werden [155]:

$$\sigma_{mix} = \sum_i X_i \sigma_i \quad (4.5)$$

Hierbei sind  $\sigma_i$  der Streuquerschnitt und  $X_i$  der Molenbruch der Gemischkomponente  $i$ .

Bei Strömungen mit konstantem Druck kann aus der Teilchenzahldichte, die aus der Intensität des Rayleigh-Signals bekannt ist, auch die Temperatur des Gemisches berechnet werden. Dafür bedient man sich des idealen Gasgesetzes [63]:

$$p \cdot V = N \cdot k_B T \quad (4.6)$$

Hierbei sind  $p$  der Druck,  $V$  das Volumen,  $N$  die Teilchenzahldichte,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur. Im hier betrachteten System (d.h. Verbrennung bei



Atmosphärendruck) können Druck und Volumen als konstant angenommen werden. Gleichung 4.6 vereinfacht sich dann für zwei Gase bei den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  zu

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (4.7)$$

Die Teilchenzahldichte ist also proportional zur Temperatur.

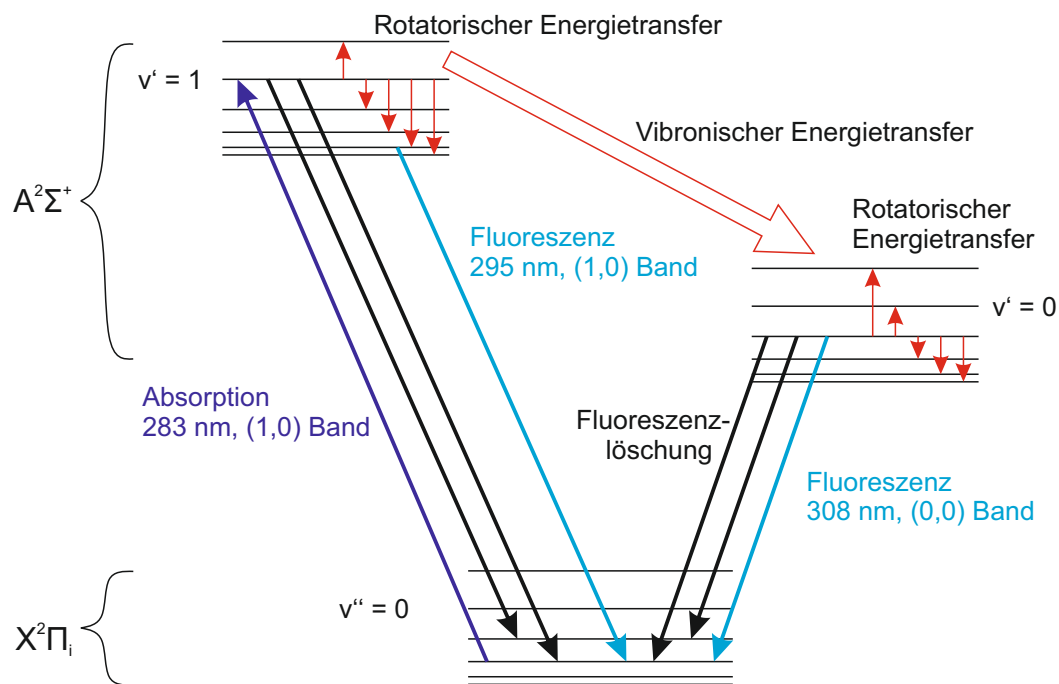
Wird ein Mischungsprozess betrachtet, wie er z. B. in nicht-vorgemischten Flammen auftritt, muss im Idealfall die lokale Zusammensetzung des Gemisches bekannt sein, um mit Hilfe von Rayleigh-Streuung die Temperatur messen zu können. Bei Verbrennungsprozessen, in denen eine Mischung von Oxidator und Brennstoff betrachtet wird, gibt es verschiedene Ansätze zur Lösung dieses Problems. Ein Ansatz ist die simultane Messung von Rayleigh- und Raman-Streuung. Durch die Raman-Streuung kann die lokale Gemischzusammensetzung bestimmt und somit der lokale Mischungsgemittelte Streuquerschnitt ermittelt werden, um über Rayleigh-Streuung die Temperatur zu messen. Der Vorteil dieser Methode gegenüber der Temperaturmessung mit spontaner Raman-Streuung ist die deutlich höhere Signalstärke und die damit verbundene höhere Messgenauigkeit, da der Rayleigh-Streuquerschnitt typischerweise drei Größenordnungen größer als der Raman-Streuquerschnitt ist [156]. Zur Temperaturmessung mit Rayleigh-Streuung in Flammen kann die Brennstoffzusammensetzung so gewählt werden, dass die Rayleigh-Streuquerschnitte von Luft und Brennstoff sehr ähnlich sind, und sich der Streuquerschnitt während der Reaktionen in der Flamme nur unwesentlich ändert. Dies ist z. B. bei der DLR A- und B-Flamme aus dem TNF-Workshop [157, 158] der Fall. Interessiert nur die Zusammensetzung vor Einsetzen der Flammenreaktion, wie in Selbstzündprozessen, die in dieser Arbeit betrachtet werden, kann die Mischung als Zweistromproblem betrachtet werden. Hier wird der Streuquerschnitt für sämtliche Mischungen zwischen  $0 < \xi < 1$  berechnet. Somit kann einem bestimmten Rayleigh-Signal ein tabellierter Mischungsbruch zugewiesen werden.

#### 4.1.4 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

Bei der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) wird ein Molekül zunächst durch Absorption von Laserstrahlung, die resonant zu einem Molekülübergang ist, in einen elektronisch angeregten Zustand überführt. Der Absorptionsgrad wird durch einen wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten  $\sigma_{abs}(\lambda)$  beschrieben [159]. Die Abregung aus dem elektronisch angeregten Zustand erfolgt über verschiedene chemische Prozesse wie Dissoziation oder photo-induzierte Reaktionen und physikalische Prozesse, wobei letztere in drei Kategorien eingeteilt werden [159]:

- Fluoreszenz bzw. Strahlungsprozesse: Die überschüssige Energie wird ganz oder teilweise durch spontane Emission von Licht emittiert;
- Strahlungslose Prozesse: Die überschüssige Energie wird über vibronischen und rotatorischen Energietransfer durch Stöße in das thermische Gleichgewicht überführt;
- Fluoreszenzlöschung durch Kollision: Elektronische Anregung von anderen Molekülen (Stoßpartnern) über Stöße, d. h. elektronischer Energietransfer.

Schematisch sind diese Prozesse für OH in Abb. 4.3 dargestellt. Hierbei führen strahlungslose Prozesse (rot) zu einer spektrale Verbreiterung und Fluoreszenzlöschungsprozesse (schwarz) zu einer Verminderung des Fluoreszenzsignals. Die Fluoreszenzlebensdauer beträgt bei atmosphärischen Bedingungen wenige Nanosekunden [160, 161].



**Abb. 4.3:** Kollisionseffekte bei der Anregung von  $v' = 1$  im oberen Zustand und Betrachtung der (0,0) Fluoreszenz von OH (nach [160, 162]).

Mit Hilfe von resonanter Laserstrahlung kann ein Molekül vom elektronischen Grundzustand  $X$  in den elektronisch angeregten Zustand  $A$  überführt werden. Neben dem elektronische Zustand können sich auch der Rotations- und Vibrationszustand ändern. Übergänge, bei denen die Rotationsquantenzahl gleich bleibt ( $\Delta J = 0$ ), werden als Q-Linien bezeichnet, Übergänge mit  $\Delta J = \pm 1$  werden P- und R-Linien bezeichnet [150]. Ebenso gelten für Übergänge in den Grundzustand Auswahlregeln. In einem  $\Pi \rightarrow \Sigma$  Übergang (d. h. einem Übergang vom ersten elektronisch angeregten Zustand in den Grundzustand) sind nur Linien mit  $\Delta J = 0$  oder  $\Delta J = \pm 1$  erlaubt [150], es treten im Fluoreszenzspektrum also entweder

Q-Linien oder P- und R-Linien auf. Die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Übergangs wird hierbei durch den Franck-Condon-Faktor bestimmt [150, 151].

Die hier verwendete Nomenklatur der Molekülübergänge folgt der Nomenklatur von Dieke und Crosswhite [163]. Wie bereits im vorhergehenden Absatz beschrieben, folgt die Q-Bande der Auswahlregel  $\Delta J = 0$ . Weiterhin muss der Gesamtdrehimpuls des Moleküls betrachtet werden. Hierbei ist zu beachten, dass der Elektronenspin mit der Rotation des Moleküls koppeln kann. Die beiden Extrema werden durch die Hund-Fälle (a) und (b) beschrieben. Details hierzu können z. B. in [155] gefunden werden. Ist die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenspin und dem Rest des Moleküls gering, kann der Drehimpuls  $K$  zur Beschreibung der Molekülbewegung verwendet werden [163]. Für eine Anregungslinie  $Q_{1/2}(K)$  gilt entweder  $J = K + 1/2$  (Index 1), oder  $J = K - 1/2$  (Index 2) [163]. Für die in dieser Arbeit verwendete Anregungslinie  $Q_1(7)$  des OH-Radikals im  $A^2\Sigma^+, v' = 1 \rightarrow X^2\Pi_i, v'' = 0$  Band gilt also  $J' = 7\ 1/2$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta v = -1$ ,  $K = 7$  und  $\Delta K = 0$ .

#### 4.1.4.1 Boltzmann-Population

In einem Ensemble von Molekülen wird die Besetzung der Energiezustände durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben [155]:

$$N_j = N \cdot \frac{g_j \cdot \exp(-\epsilon_j/k_B T)}{\sum_j g_j \cdot \exp(-\epsilon_j/k_B T)}. \quad (4.8)$$

Hierbei sind  $N_j$  die Teilchenzahldichte im  $j$ -ten Energiezustand  $\epsilon_j$ ,  $N$  ist die gesamte Teilchenzahldichte,  $k_B$  ist die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $g_j$  die Entartung des Zustandes. Die Entartung gibt an, wie viele mögliche Zustände es zu einem Energieniveau gibt. Die Gesamtenergie eines Moleküls  $E_{ges}$  wird durch die Summe aus elektronischer, vibronischer und rotatorischer Energie beschrieben [155]:

$$E_{ges} = E_{el} + E_{vib} + E_{rot}. \quad (4.9)$$

Ebenso entspricht die Gesamtentartung der Molekülzustände der Summe der Einzelentartungen; somit kann die gesamte Besetzungsverteilung als Summe der Besetzungsverteilung der einzelnen Zustände beschrieben werden. Im Folgenden wird von einem translatorischen, rotatorischen und vibronischen Gleichgewichtszustand der Moleküle ausgegangen. Dies trifft in der Verbrennung meistens zu, da Nichtgleichgewichtszustände sehr schnell durch Stöße abgebaut werden [155].

Für die vibronische Zustandssumme gilt bei Vernachlässigung der Nullpunktsenergie mit  $v = 0$  [155]:

$$Q_{vib} = \sum_{v=0}^{\infty} \exp(-v \cdot h \cdot \nu / k_B T), \quad (4.10)$$

wobei  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz der Schwingung sind. Da die Reihe konvergent ist, ergibt sich [155]

$$Q_{vib} = \frac{1}{1 - \exp(-h \cdot \nu / k_B T)}. \quad (4.11)$$

Kombiniert man Gleichung 4.8 und 4.11, erhält man für die Besetzungsdichte im vibronischen Zustand [155]

$$N_v = N \cdot \exp(-v \cdot h \cdot c \cdot \omega_e / k_B T) \cdot (1 - \exp(-h \cdot c \cdot \omega_e / k_B T)). \quad (4.12)$$

Für die rotatorische Zustandssumme gilt [155]:

$$Q_{rot} = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) \exp((-h \cdot c \cdot B \cdot J(J+1)) / k_B T), \quad (4.13)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $B$  die Rotationskonstante mit [155]

$$B = \frac{h}{8\pi^2 \cdot c \cdot I}. \quad (4.14)$$

sind.  $I$  ist hierbei das Trägheitsmoment des Moleküls. Analog zu Gleichung 4.10 kann Gleichung 4.13 umgeschrieben werden zu [155]

$$Q_{rot} = \frac{k_B T}{h \cdot c \cdot B}. \quad (4.15)$$

Damit erhält man für die Besetzungsdichte im rotatorischen Zustand [155]

$$N_J = \frac{N}{Q_{rot}} g_I (2J+1) \exp((-B \cdot J(J+1) \cdot h \cdot c) / k_B T), \quad (4.16)$$

wobei  $g_I$  die Entartung des Kernspins ist.

#### 4.1.4.2 Fluoreszenzlöschung und Signalabsorption

Stöße zwischen Molekülen steigern aufgrund des dabei stattfindenden Energietransfers die Komplexität von quantitativen LIF-Messungen deutlich [160]. Beispielhaft ist dies für OH in Abb. 4.3 dargestellt. Neben fluoreszierenden Übergängen vom angeregten  $v' = 1$  Zustand nach  $v'' = 0$  und  $v'' = 1$  (nicht abgebildet), treten durch Stöße auch strahlungslose Übergänge auf. Durch Übertrag von Rotationsenergie (*Rotational Energy Transfer*, RET) kann sich die Besetzungsverteilung der  $J'$ -Zustände ändern. Zusätzlich kann auch Übertrag von Vibrationsenergie (*Vibrational Energy Transfer*, VET) stattfinden, was zu einer Verschiebung der Besetzungsverteilung in den Zustand  $v' = 0$  führt.

Fluoreszenz kann bei OH in verschiedenen Bändern bei verschiedenen Wellenlängen auftreten. Die Beobachtung der Fluoreszenz im (1,0) Band um 295 nm hat hierbei den Nachteil, dass die Fluoreszenz nahe der Anregungswellenlänge liegt und Streulicht schlecht unterdrückt werden kann. Bei Beobachtung der Fluoreszenz im (0,0)-Band um 308 nm und im (1,1)-Band um 313 nm kann das Streulicht des Lasers allerdings durch geeignete Filter wirkungsvoll unterdrückt werden. Fluoreszenzlöschung sorgt für eine Abregung des angeregten Zustandes ohne die Aussendung von Licht. Prädissoziation kann auftreten, wenn der angeregte Zustand über der Dissoziationsgrenze liegt und ein Zustand, der angeregte und prädissoziierende Zustände koppelt, existiert [151]. Sowohl Fluoreszenzlöschung als auch Prädissoziation sind in der Regel von  $J$  und  $v$  abhängig.

Von Paul [164] wurde ein Modell zur Beschreibung der temperaturabhängigen Fluoreszenzlöschung durch Kollisionen im  $A^2\Sigma^+$  Band erstellt. Die thermisch gemittelte Rate der Fluoreszenzlöschung ist [164]:

$$Q = (p/k_B T) \langle u_{OH} \rangle \sum_P X_P (1 + m_{OH}/m_P)^{1/2} \langle \langle \sigma_P(T) \rangle \rangle. \quad (4.17)$$

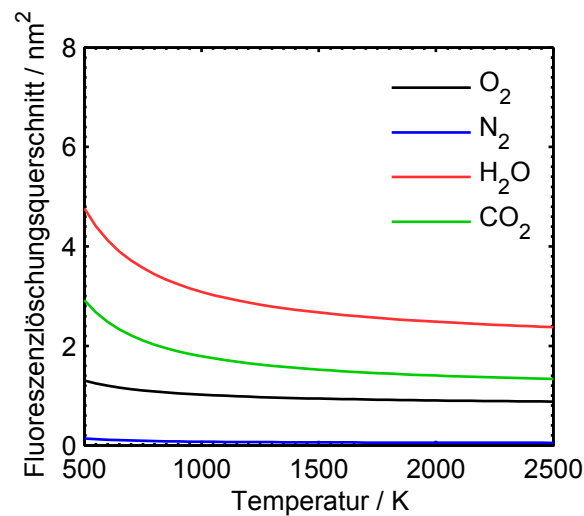
mit

$$\langle u_{OH} \rangle = (8 \cdot k_B T / \pi \cdot m_{OH})^{1/2}. \quad (4.18)$$

Hierbei wird über alle stoßenden Spezies  $P$  summiert, wobei  $p$  der Druck und  $m_{OH}$  und  $m_P$  die Massen von OH und dem Stoßpartner sind. Die Stärke und Temperaturabhängigkeit des temperaturgemittelten elektronischen Fluoreszenzlöschungsquerschnitts ist definiert als  $\langle \langle \sigma_P(T) \rangle \rangle = \langle u \sigma_P(u) \rangle / \langle u \rangle$ . Hierbei ist  $\sigma_P(u)$  der relative geschwindigkeitsabhängige Querschnitt.

Untersucht wurde Fluoreszenzlöschung für die Stoßpartner  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{H}$  [164]. Die größten Streuquerschnitte weisen  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{NH}_3$  auf. Im hier relevanten Temperaturbereich zwischen 1400 K und 2000 K zeigt der Streuquerschnitt eine

Temperaturabhängigkeit zwischen 10% und 25%, je nach Stoßpartner. Beispielhaft ist die Temperaturabhängigkeit des Fluoreszenzlöschungsquerschnitts für die wichtigsten Stoßpartner in Abb. 4.4 dargestellt.



**Abb. 4.4:** Berechneter Fluoreszenzlöschungsquerschnitt von OH in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Spezies (Daten aus [165]).

Eine Kalibrierung für absolute OH LIF Messungen kann z. B. durch Messung von OH im chemischen Gleichgewicht im Abgas durchgeführt werden [160]. Dieses Verfahren wird auch in dieser Arbeit angewendet und näher in Abschnitt 6.3 beschrieben.

Weiterhin ist bei der Quantifizierung des OH LIF-Signals die Selbstabsorption durch OH in der Sichtlinie zwischen Detektor und Messvolumen [166, 167] zu berücksichtigen. In den meisten praktischen Anwendungen ist die Signalabsorption jedoch schwierig zu quantifizieren, da eine komplexe Verteilung von OH in der Sichtlinie vorhanden ist, die zudem turbulenten Schwankungen unterworfen ist. Da in der vorliegenden Arbeit die turbulente Reaktionszone jedoch recht klein ist und im weiteren optischen Weg eine konstante OH-Konzentration vorhanden ist, kann der Effekt der Signalabsorption vernachlässigt werden.

#### 4.1.4.3 Laserinduzierte Fluoreszenz des Hydroxyl-Radikals

In der Verbrennungsforschung wird planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) eingesetzt, um beispielsweise Informationen über die Lage der Flammenfront oder Turbulenz-Chemie-Interaktionen zu erhalten. Besonders häufig wird PLIF am Hydroxyl-Radikal (OH) gemessen, da dieses in recht hohen Konzentrationen in der Flammenfront auftritt und kommerzielle

Farbstofflasersysteme erhältlich sind, die im Anregungswellenlängenbereich von OH eine hohe Effizienz aufweisen. In Flammen wird OH durch die beiden Hauptreaktionspfade



und



gebildet [63]. Abgebaut wird OH relativ langsam über Drei-Teilchen-Stöße [63], z. B.

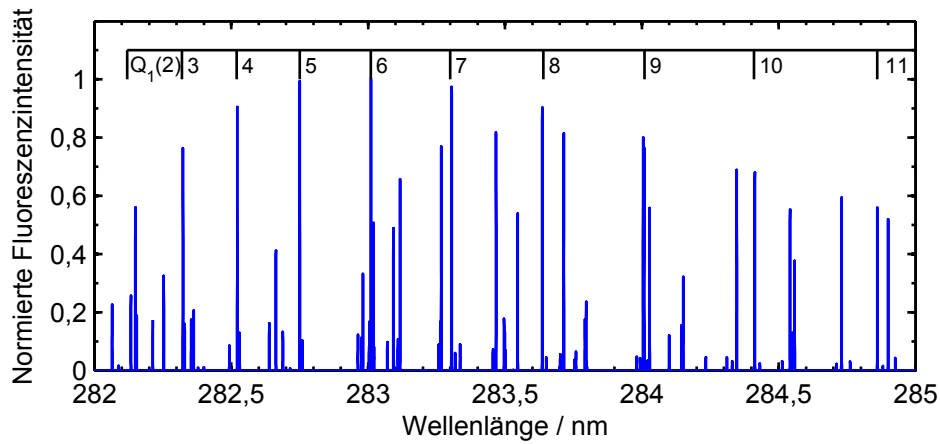


Daher kommt es in der Reaktionszone zu einer Übergleichgewichtskonzentration. Bei atmosphärischen Bedingungen benötigt der Abbau des Übergleichgewichts-OH bis ins Gleichgewicht einige Millisekunden [168], daher kann OH auch stromab der eigentlichen Reaktionszone in Übergleichgewichtskonzentrationen vorkommen. In heißem Abgas mit Temperaturen oberhalb von 1200 K - 1400 K kommt OH in seiner Gleichgewichtskonzentration vor. Dadurch ist z. B. in turbulenten drallstabilisierten Flammen mit Rezirkulation eine Unterscheidung von Frisch- und Abgas (kein  $OH \leftrightarrow OH$ ) möglich. Durch die Übergleichgewichtskonzentration in der Reaktionszone ist außerdem eine Visualisierung der Flammenfront durch den Gradienten der OH-Konzentration möglich, der im Bereich der Reaktionszone maximal wird [168, 169].

Die Gleichgewichtskonzentration von OH ist zudem exponentiell von der Temperatur abhängig (siehe Abschnitt 7.1). Hierdurch ist die OH-Konzentration in heißeren Bereichen deutlich höher. Die effektive Fluoreszenzlebensdauer von OH wurde von Schwarzwald et al. [161] in einer atmosphärischen Methan-Luft-Matrixflamme bei Anregung der  $Q_1(5)$  Linie im  $A^2\Sigma^+, v' = 0 \rightarrow X^2, v'' = 0$  Band bei 308,52 nm, bestimmt. Sie beträgt für Äquivalenzverhältnisse zwischen  $\phi = 0,77$  und  $\phi = 1,43$  ca. 2 ns.

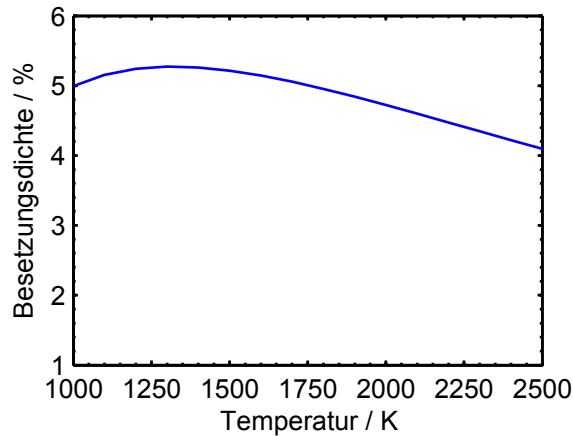
Abbildung 4.5 zeigt ein mit LIFBASE [170] berechnetes Anregungsspektrum von OH für eine Temperatur von 2000 K im Bereich zwischen 282 und 285 nm. Im Diagramm sind die Positionen der einzelnen Anregungslinien im  $Q_1$ -Zweig markiert. Die in dieser Arbeit verwendete  $Q_1(7)$ -Linie weist zwar eine leicht geringere Fluoreszenz-Intensität als die benachbarte  $Q_1(6)$ -Linie auf, jedoch weist die  $Q_1(7)$ -Linie die geringste Temperaturabhängigkeit im gesamten  $Q_1$ -Zweig auf [171].

Zur besseren Quantifizierung des LIF-Signals muss darauf geachtet werden, dass die gewählte Anregungslinie möglichst temperaturinsensitiv ist, d. h. dass die Boltzmann-Population im Grundzustand im erwarteten Temperaturbereich keine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweist. Abbildung 4.6 zeigt die mit LIFBASE [170] berechnete Temperaturabhängigkeit der



**Abb. 4.5:** Mit LIFBASE [170] berechnetes Anregungsspektrum von OH zwischen 282 nm und 285 nm.

Besetzungsdichte für den X-Zustand (X-Zustand,  $v'' = 0$ ,  $J'' = 7, 5$ ,  $J = K + 1/2$ ). Im hier



**Abb. 4.6:** Mit LIFBASE [170] berechnete Temperaturabhängigkeit der Besetzungsdichte von OH (X-Zustand,  $v'' = 0$ ,  $J'' = 7, 5$ ,  $J = K + 1/2$ ).

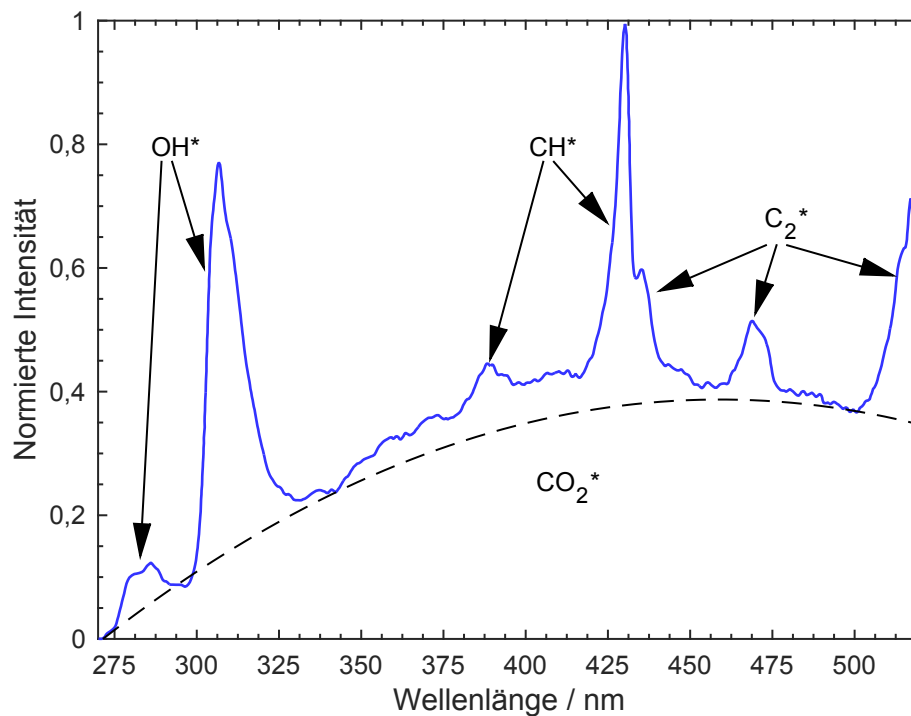
relevanten Temperaturbereich zwischen 1300 K und 2300 K ändert sich die Besetzungsdichte um etwa 20 % (siehe auch Anhang A.3.3).

Zur zweidimensionalen Messung der Verteilung von Molekülen bzw. Radikalen in einer Messstrecke kann der Laserstrahl mit Hilfe eines zylindrischen Teleskops zu einem Lichtschnitt aufgeweitet werden und das Fluoreszenz-Signal mit einer Kamera gemessen werden. Da die Fluoreszenz jedoch häufig im UV liegt und in Verbrennungsprozessen Hintergrundleuchten von elektronisch angeregten Molekülen (Chemolumineszenz, s. Abschnitt 4.2) mit einer sehr kurzen Belichtungsdauer unterdrückt werden muss, ist der Einsatz eines Bildverstärkers unabdingbar.



## 4.2 Chemolumineszenz

Als Chemolumineszenz bezeichnet man Licht, das aufgrund von chemischen Reaktionen erzeugt wird. Bereits 1857 untersuchte William Swan die spektralen Emissionen von  $C_2^*$  in Kohlenwasserstoff-Flammen, die sogenannten Swan-Banden [172]. Seither haben sich bildgebende Chemolumineszenz-Messungen zu einem Standardverfahren der optischen Verbrennungsdiagnostik entwickelt. Abbildung 4.7 zeigt das typische Emissionsspektrum einer Methan-Luft-Flamme bei Atmosphärendruck. Neben verschiedenen, ausgeprägten Emissionsbanden von  $OH^*$ ,  $CH^*$  und  $C_2^*$  (in der Abbildung mit Pfeilen markiert) erkennt man einen breiten Untergrund, der durch die optische Emission von elektronisch angeregtem  $CO_2$  hervorgerufen wird.



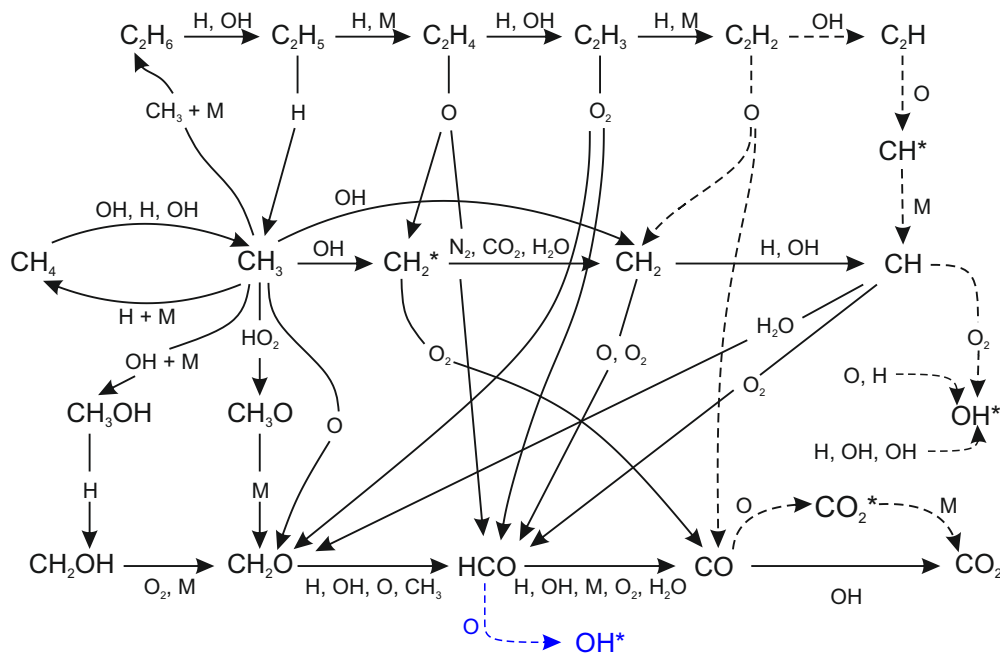
**Abb. 4.7:** Typisches Emissionsspektrum einer Methan-Luft-Flamme bei Atmosphärendruck (nach [173]).

Begrifflich wird häufig zwischen Eigenleuchten bzw. Lumineszenz und Chemolumineszenz unterschieden. Unter Eigenleuchten versteht man die (spektral integrierte) optische Emission einer Flamme. Hierbei wird nicht zwischen den Emissionen einzelner Spezies unterschieden, und somit werden auch das Rußleuchten (so vorhanden) sowie das Leuchten von vibronisch hochangeregtem Wasser mit betrachtet. Bei Wasserstoffflammen kommt das sichtbare Eigenleuchten hauptsächlich durch die Reaktion  $H + OH \rightarrow H_2O + h\nu$  bzw.  $OH + OH \rightarrow H_2O_2 + h\nu$

zustände [174, 175]. Dieses Leuchten wird auch als blaues Kontinuum bezeichnet. Auch Eigenleuchten von vibronisch hochangeregtem Wasser ist in Wasserstoffflammen und deren Abgas als orange- bis rotfarbenes Leuchten zu sehen [175].

Unter Chemolumineszenz versteht man die Emission von einzelnen Spezies oder Radikalen, die meist mit geeigneten schmalbandigen Filtern erfasst wird. Da die Emissionen schwach sind und teilweise im ultravioletten Spektralbereich liegen, ist hierzu die Verwendung eines Bildverstärkers empfehlenswert.

Die Hauptbildungspfade der in dieser Arbeit betrachteten Spezies sind in Abb. 4.8 am Beispiel einer Methan-Luft-Flamme dargestellt. Auf die Bildung von  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen. Die Messung von Chemolumineszenz geschieht in



**Abb. 4.8:** Vereinfachter Reaktionspfad einer vorgemischten Methan-Luft-Flamme. Zusätzlich eingezeichnet sind die allgemein akzeptierten Bildungspfade der elektronisch angeregten Spezies  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$  und  $\text{CO}_2^*$  (nach [176]). In blau eingezeichnet ist der Einschrittmechanismus zur Bildung von  $\text{OH}^*$  nach Haber et al. [177].

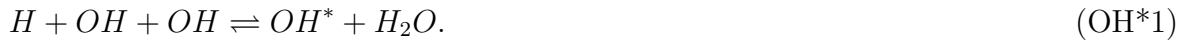
der Regel räumlich integriert, d. h. das Signal kann aus dem gesamten abgebildeten Volumen stammen. Eine Ausnahme hiervon bildet die tomographische Messung der Chemolumineszenz, bei der das Messvolumen mit Hilfe von mehreren Detektoren aus verschiedenen Blickwinkeln aufgezeichnet wird und aus den gemessenen Bildern die dreidimensionale Struktur der Chemolumineszenzverteilung ermittelt werden kann [178–185]. Bei rotationssymmetrischen Flammen kann ein quasi-2D Schnittbild durch sogenannte Abelinversion bzw. Entfaltung gewonnen werden [186].

Aus der räumlichen Lage des Chemolumineszenzsignals können Informationen über die Flam-

menform und -lage, aber auch die Hauptzonen der Wärmefreisetzung gewonnen werden. Ebenso dient die räumlich integrierte Chemolumineszenz, z. B. von  $\text{OH}^*$  oder  $\text{CH}^*$ , als guter Indikator für die Fluktuation der globalen Wärmefreisetzungsrates [187]. Eine räumlich aufgelöste Betrachtung der Wärmefreisetzung hingegen ist schwierig, da das Chemolumineszenzsignal von Größen wie Turbulenz, lokalem Mischungsbruch und Streckungsrate beeinflusst wird [173, 187] und eine simultane Messung dieser Größen meist nicht möglich ist.

### 4.2.1 OH-Chemolumineszenz

Die dominanten Bildungsmechanismen für  $\text{OH}^*$  sind in Wasserstoff- und Kohlenwasserstoff-Flammen die Reaktionen [188]



In Kohlenwasserstoff-Flammen kann  $\text{OH}^*$  zusätzlich über die Reaktion



gebildet werden [189]. Von Haber et al. [177] wurde ein Einschrittmechanismus für Kohlenwasserstoff-Flammen vorgeschlagen, der experimentelle Beobachtungen gut wiedergibt:



Dieser Mechanismus wurde der Vollständigkeit halber farblich abgesetzt in Abb. 4.8 mit aufgenommen.  $\text{OH}^*$  wird hauptsächlich durch intermolekulare Stöße abgeregt ( $\text{OH}^* + M \rightarrow \text{OH} + M$ ) [189]. Ein Teil der angeregten Moleküle geht aber auch unter Aussendung von Licht ( $\text{OH}^* \rightarrow \text{OH} + h\nu$ ) in den Grundzustand über.  $\text{OH}^*$  ist hierbei anfangs im angeregten Zustand  $^2\Pi$  und relaxiert nach kurzer mittlerer Lebensdauer von 600 – 700 ns (unter stoßfreien Bedingungen) [190, 191] unter Aussendung von Licht über die Übergänge  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi_i$  in den Grundzustand. Der Wellenlängenbereich der OH-Chemolumineszenz liegt zwischen 260 nm und 348 nm mit ausgeprägten Banden bei 308 nm ( $A^2\Sigma^+(\nu' = 0) \rightarrow X^2\Pi_i(\nu'' = 0)$ ) und 313 nm ( $A^2\Sigma^+(\nu' = 1) \rightarrow X^2\Pi_i(\nu'' = 1)$ ) [192, 193].

Ein weiterer wichtiger Effekt bei der quantitativen Betrachtung von Chemolumineszenz ist die Signalabsorption [166], d. h. durch Chemolumineszenz emittiertes Licht kann durch weitere Moleküle der selben Spezies entlang der Sichtachse absorbiert werden. Je nach betrachtetem Übergang und Dicke der absorbierenden OH-Schicht kann nahezu die gesamte Chemolumines-

zenz absorbiert werden [167]. Da in der vorliegenden Arbeit jedoch hauptsächlich Zündkerne und die Stabilisierungszonen von Flammen betrachtet werden, ist kein großer Einfluss von Signalabsorption auf die Interpretation der Ergebnisse zu erwarten. Bei der Bildung von Zündkernen ist kein OH aus Flammenreaktionen und an der Flammenwurzel kaum OH aus der Reaktionszone in der Sichtlinie zu erwarten. Zwar ist auch im Coflow OH vorhanden, welches das Signal absorbieren kann, jedoch sind aufgrund der Versuchsanordnung keine Inhomogenitäten in der OH-Verteilung im Coflow zu erwarten, so dass das detektierte Signal zwar schwächer werden kann, dies aber gleichmäßig geschieht und somit die Interpretation der Ergebnisse nicht beeinflusst wird.

### 4.2.2 CH-Chemolumineszenz

Elektronisch angeregtes CH wird hauptsächlich über die folgenden Reaktionen gebildet [194]:



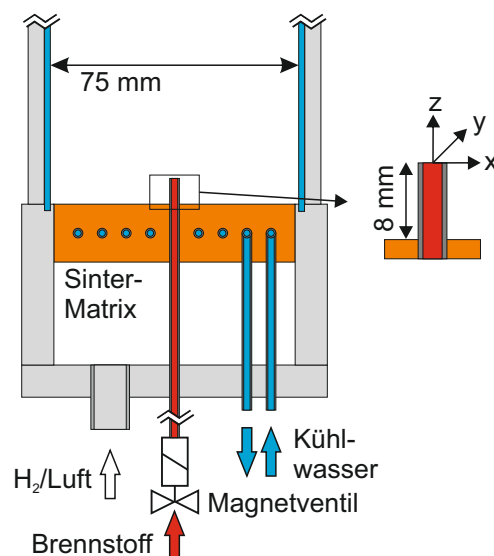
Wie auch bei OH\* erfolgt die Abregung von CH\* hauptsächlich durch Stöße. Die Emission von CH\* liegt im sichtbaren Bereich bei Wellenlängen um 431 nm ( $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ ) und um 390 nm ( $B^2\Sigma^- \rightarrow X^2\Pi$ ), wobei die Emissionsbande um 431 nm üblicherweise ausgeprägter ist [194].

CH\* wird bei der Selbstzündung langsamer als OH\* gebildet [122], wodurch die aus OH-Chemolumineszenz bestimmte Zündverzugszeit kürzer sein sollte, als die mit CH-Chemolumineszenz bestimmte.

## 5 Experimenteller Aufbau

### 5.1 DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner (DLR JHC)

Zur Untersuchung von Selbstzündung unter gut definierten und reproduzierbaren Randbedingungen wurde im Rahmen dieser Arbeit der DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner (DLR JHC) entwickelt, der in Abb. 5.1 schematisch dargestellt ist. Auf einer quadratischen, wasserge-



**Abb. 5.1:** Schematischer Aufbau des DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenners.

kühlten Bronze-Sintermetallmatrix (Kantenlänge 75 mm) wurde eine magere, vorgemischte Wasserstoff-Luft-Flamme stabilisiert. Die Kühlwassertemperatur betrug am DLR Stuttgart 15°C und an der Ohio State University 5°C. Die Flamme wurde von einer optischen Brennkammer (80 x 80 mm<sup>2</sup> Grundfläche, 120 mm Höhe) aus Quarzglasscheiben eingeschlossen, die von Edelstahlpfosten in den Ecken der Brennkammer und einem Rahmen an der Oberseite gehalten wurden. So konnten Störungen der Strömung durch Bewegungen in der Umgebungsluft sowie durch Einzug von Umgebungsluft verhindert werden. Gleichzeitig war ein sehr guter optischer Zugang sichergestellt. Für die Rayleigh-Messungen wurden zwei Brennkammerscheiben entfernt, da die hohen Energiedichten auf der Laserein- und -austrittsseite zu Beschädigungen führten. Ein Einfluss von Umgebungsluft im Messvolumen nach Entfernung

der Brennkammerscheiben wurde nicht beobachtet (vgl. Abschnitt 7.1). Der Brenner konnte mit Äquivalenzverhältnissen zwischen  $\phi = 0,3$  und  $\phi = 1$  betrieben werden, dies entspricht Coflowtemperaturen zwischen etwa 1200 K und 2200 K. Untersuchungen in einer ähnlichen Konfiguration zeigten, dass die Abgastemperatur für Frischgasgeschwindigkeiten  $>0,7$  m/s (zur Vermeidung von Wärmeverlusten an die Matrix) bis zur höchsten untersuchten Position bei 40 mm über dem Brenner nahe der adiabaten Flammentemperatur lag [195].

Im Zentrum der Matrix befand sich eine runde Edelstahldüse (Außendurchmesser 3 mm, Innendurchmesser 1,5 mm, Länge von 250 mm). Das obere Ende der Düse befand sich 8 mm über der Matrix, am unteren Ende konnte zur transienten Eindüsung von Brennstoff ein schnell schaltendes Magnetventil (Staiger VA204/5) eingebaut werden.

### 5.1.1 Betriebsparameter und Nomenklatur

In Tabelle 5.1 sind die Betriebsparameter für die Matrixflamme aufgeführt. Die hier vorgestellten Messungen wurden bei Coflowtemperaturen zwischen 1280 K und 1800 K durchgeführt.

$\phi$ [-]	Massenströme		$T_{ad}$ [K]	$T_{coflow}$ [K]	Coflowzusammensetzung				
	$\dot{m}_{H_2}$ [g/min]	$\dot{m}_{Luft}$ [g/min]			$X_{N_2}$ [-]	$X_{H_2O}$ [-]	$X_{O_2}$ [-]	$\xi_{st, CH_4}$ [-]	$\xi_{st, C_3H_8}$ [-]
0,360	3,59	343	1327	1274	0,7264	0,1403	0,1247	-	0,0388
0,380	3,65	330	1374	1319	0,7235	0,1475	0,1203	-	0,0377
0,400	3,70	318	1420	1363	0,7207	0,1546	0,1160	-	0,0365
0,420	3,75	311	1466	1407	0,7180	0,1617	0,1117	-	0,0353
0,440	3,80	300	1510	1450	0,7152	0,1688	0,1074	0,0311	0,0341
0,460	3,85	290	1554	1492	0,7125	0,1757	0,1032	-	0,0329
0,465	3,86	285	1564	1501	0,7116	0,1778	0,1019	0,0297	-
0,480	3,89	278	1597	1533	0,7097	0,1826	0,0989	-	0,0317
0,485	3,90	276	1607	1543	0,7091	0,1844	0,0979	0,0286	-
0,506	3,95	268	1651	1585	0,7062	0,1915	0,0935	0,0275	-
0,527	3,99	260	1695	1627	0,7034	0,1986	0,0891	0,0263	-
0,548	4,03	253	1737	1668	0,7006	0,2057	0,0848	0,0252	-
0,567	4,07	246	1774	1703	0,6981	0,2119	0,0809	0,0241	-
0,586	4,10	241	1811	1739	0,6956	0,2182	0,0770	0,0231	-
0,607	4,17	236	1851	1777	0,6928	0,2250	0,0728	0,0219	-

**Tab. 5.1:** Betriebspunkte und Massenströme für den Matrixbrenner für eine Coflowgeschwindigkeit von 4,1 m/s.  $T_{ad}$  ist die adiabate Flammentemperatur,  $T_{coflow}$  die gemessene bzw. extrapolierte Coflowtemperatur (entspricht  $T_{ad} \cdot 0,96$ , vgl. Abschnitt 7.1). Die Coflowzusammensetzung wurde im adiabaten Gleichgewicht für eine Frischgastemperatur von 290 K mit Gaseq [196] berechnet.  $\xi_{st}$  ist der stöchiometrische Mischungsbruch für die Brennstoff-Abgas-Mischungen.

Der Sauerstoffgehalt im Abgas lag zwischen 7,3 vol-% und 12,5 vol-%. Für die Messungen mit Methan als Brennstoff wurde das Äquivalenzverhältnis des Coflow zwischen  $\phi = 0,465$  und  $\phi = 0,607$  (stabile Flamme) bzw.  $\phi = 0,440$  und  $\phi = 0,586$  (transiente Brennstoffeindüsung) variiert, entsprechend einer adiabaten Abgastemperatur  $1567\text{ K} < T_{\text{ad}} < 1851\text{ K}$ , bzw.  $1510\text{ K} < T_{\text{ad}} < 1811\text{ K}$  für den transienten Fall. Versuche mit Propan wurden bei adiabaten Abgastemperaturen  $1327\text{ K} < T_{\text{ad}} < 1596\text{ K}$  durchgeführt.

Für die Messungen mit Methan wurde zusätzlich die Coflowgeschwindigkeit zwischen 3,6 m/s und 6,8 m/s variiert, der Standardbetriebspunkt lag hier bei  $v_{\text{coflow}} = 4,1\text{ m/s}$ . Die entsprechenden Betriebsparameter des Coflow sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die Coflowgeschwindigkeit wurde hierbei jeweils anhand der Massenströme und der Coflowtemperatur berechnet. Weiter-

$v_{\text{coflow}}$ [m/s]	$v_{\text{Frischgas}}$ [m/s]	$\dot{m}_{\text{Luft}}$ [g/min]	$\dot{m}_{\text{H}_2}$ [g/min]	$\text{Re}_{\text{coflow}}$ [-]
3,6	0,70	238	3,51	4.800
4,1	0,79	268	3,95	5.500
5,0	0,97	330	4,87	6.700
5,9	1,14	387	5,71	7.900
6,8	1,32	447	6,59	9.100

**Tab. 5.2:** Betriebspunkte für unterschiedliche Coflowgeschwindigkeiten für ein Äquivalenzverhältnis  $\phi = 0,506$ .  $v_{\text{coflow}}$  ist die aus den Massenströmen und der Coflowtemperatur berechnete Geschwindigkeit des heißen Coflow,  $v_{\text{Frischgas}}$  die aus den Massenströmen des Frischgases berechnete Geschwindigkeit des Frischgases.  $\dot{m}_{\text{Luft}}$  und  $\dot{m}_{\text{H}_2}$  sind die Massenströme für Luft und Wasserstoff,  $\text{Re}_{\text{coflow}}$  ist die Reynolds-Zahl des Coflow.

hin wurde die Jetgeschwindigkeit zwischen 92 m/s und 272 m/s variiert, der Standardbetriebspunkt lag hier bei  $v_{\text{jet}} = 182\text{ m/s}$ . Die verschiedenen Betriebsparameter für den Brennstoffjet sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Nomenklatur der Betriebspunkte folgt dem Muster BS- $T_{\text{Coflow}}-v_{\text{coflow}}-v_{\text{jet}}-T/\text{S-R}/\text{NR}$ . Hierbei ist BS der Brennstoff (M = Methan, P = Propan), T

Brennstoff	$\dot{m}_{\text{BS}}$ [g/min]	$v_{\text{jet}}$ [m/s]	$\text{Re}_{\text{jet}}$ [-]	$p_{\text{BS}}$ [bar]
CH <sub>4</sub>	6,3	92	8.000	0,4
CH <sub>4</sub>	9,3	135	11.800	0,6
CH <sub>4</sub>	12,5	182	15.900	0,8
CH <sub>4</sub>	15,6	227	19.800	1,2
CH <sub>4</sub>	18,7	272	23.700	1,5
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	25,7	134	13.300	0,9

**Tab. 5.3:** Betriebspunkte für den Brennstoffjet.  $\dot{m}_{\text{BS}}$  ist der Brennstoffmassenstrom,  $v_{\text{jet}}$  die aus den Massenströmen berechnete Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffjets und  $\text{Re}_{\text{jet}}$  die Reynolds-Zahl des Brennstoffjets.  $p_{\text{BS}}$  ist der statische relative Druck vor dem Magnetventil bei gepulster Brennstoffeindüsung.

bzw. S stehen für den transienten bzw. den stationären Fall und R/NR für den reagierenden bzw. nicht-reagierenden Fall. Bei einer stationären Methan-Flamme bei  $\phi = 0,465$ , einer Coflowtemperatur von  $T_{\text{Coflow}} = 1500 \text{ K}$ , einer Coflowgeschwindigkeit von  $4,1 \text{ m/s}$  und einer Jetgeschwindigkeit von  $182 \text{ m/s}$  ergibt sich also der Testfall M-1500-4,1-180-S-R.

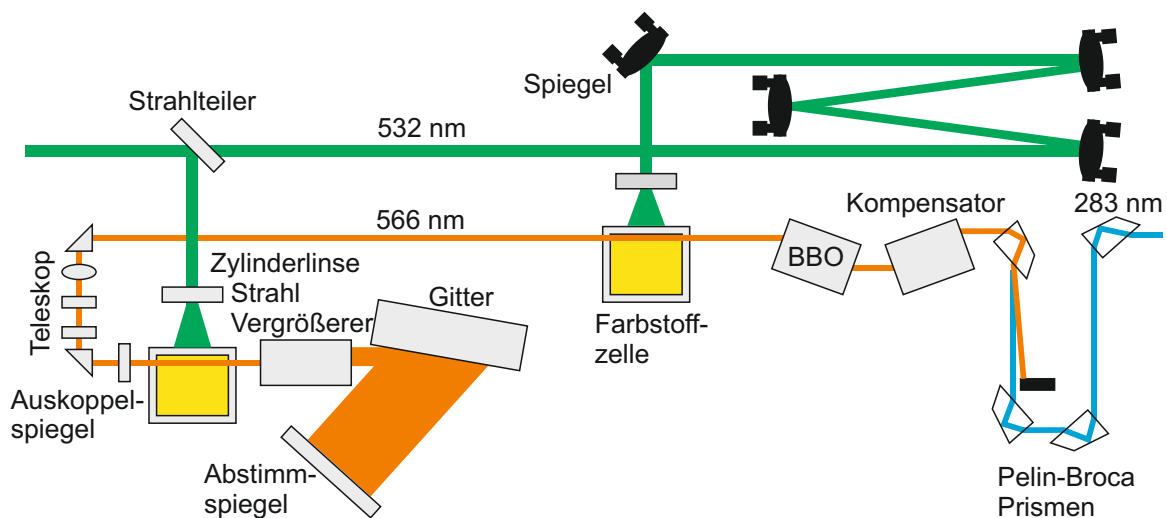


## 5.2 Eingesetzte Lasersysteme

Für die Messung von laserinduzierter Fluoreszenz werden Laser mit durchstimmbarer Wellenlänge benötigt, um die Laserstrahlung auf den gewünschten Molekülübergang abstimmen zu können. Hierfür haben sich Farbstofflaser bewährt. Da aufgrund der verwendeten Farbstoffe das Licht des Farbstofflasers noch einmal frequenzverdoppelt werden muss, sind zum Pumpen von Farbstofflasern kurze Laserpulse von einigen Nanosekunden Dauer notwendig, um eine genügend hohe Effizienz bei den nichtlinearen Prozessen der Frequenzverdoppelung zu erreichen. Zur Messung von Rayleigh-Streuung ist aufgrund des geringen Streuquerschnitts eine hohe Laserpulsenergie notwendig, um ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen.

### 5.2.1 Farbstofflaser Sirah Credo für OH PLIF-Messungen

Für die Fluoreszenzanregung von OH wurde ein Sirah Credo Farbstofflaser verwendet, der in Abb. 5.2 schematisch dargestellt ist. Der Laser ist nach dem Master-Oszillator Power-



**Abb. 5.2:** Optischer Aufbau des Sirah Credo Farbstofflasers (nach [197]).

Amplifier-Prinzip aufgebaut. Der Pumplaser wird zunächst durch einen Strahlteiler in einen Oszillator-Strahl (40 %) und einen Verstärker-Strahl (60 %) geteilt. Beide Farbstoffzellen sind im Brewster-Winkel angeordnet, um die lineare Polarisierung der Laserstrahlung zu erhöhen. Zur Wellenlängenselektion dient ein Gitter mit 2400 Strichen / mm, die spektrale Bandbreite des Lasers beträgt  $0,06 \text{ cm}^{-1}$  bei  $570 \text{ nm}$  [197]. Die Frequenzverdoppelung erfolgte über einen BBO-Kristall ( $\beta$ -Bariumborat) mit anschließendem Kompensator, um den Strahlversatz durch

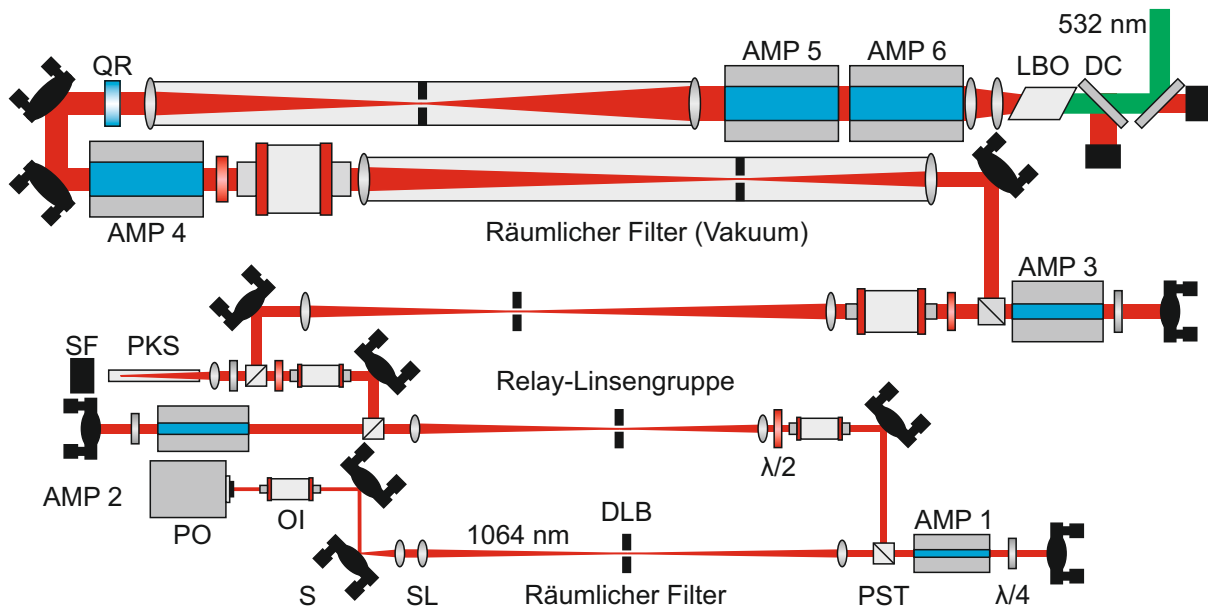
die Schrägstellung des BBO-Kristalls auszugleichen. Die Trennung der fundamentalen von der frequenzverdoppelten Laserstrahlung erfolgt mit vier Pellin-Broca-Prismen. Als Farbstoff wird Rhodamin 6G in Ethanol verwendet, die Wellenlänge betrug 566 nm, frequenzverdoppelt 283 nm. Bei einer Pulswiederholrate von 10 kHz betrug die Effizienz des Farbstoffs etwa 30 % und die Effizienz der Frequenzverdoppelung etwa 10 %. Somit wurde bei einer Pumpleistung von 4 mJ bei 532 nm eine Laserpulsenergie im UV von etwa 120  $\mu$ J erreicht.

Als Pumplaser diente ein diodengepumpter InnoSlab IS8-IIE Nd:YAG Festkörper-Laser (DPSS-Laser für *diode-pumped solid state laser*) der Firma EdgeWave. Die Ausgangsleistung des Pumplasers betrug etwa 40 W oder 4 mJ / Puls bei 532 nm und 9 ns Pulslänge.

### 5.2.2 Das High-Energy Pulse-Burst Laser System (HEPBLS) der Ohio State University für die Messung von Laser-Rayleigh-Streuung

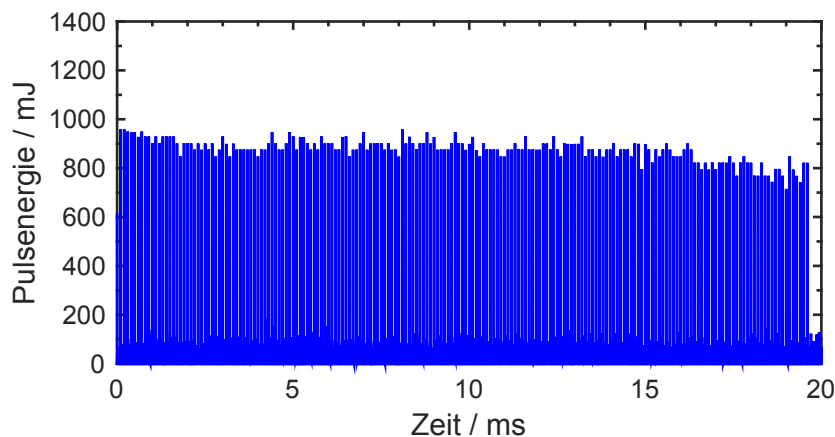
Für die Messung nicht-resonanter Streuprozesse (Raman- oder 2D-Rayleigh-Streuung) wird eine hohe Laserpulsenergie, typischerweise  $> 100$  mJ bei Verwendung des sichtbaren Wellenlängenbereichs benötigt. Die Pulsenergie kommerziell erhältliche Lasersysteme mit Pulswiederholraten im kHz-Bereich liegt typischerweise ein bis zwei Größenordnungen unter diesem Wert. Um hohe Pulsenergien bei hohen Pulswiederholraten zu erzeugen, werden daher Pulse-Burst-Laser verwendet (s. Abschnitt 1.2.2.1).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit dem High-Energy Pulse-Burst Laser System (HEPBLS) der Ohio State University durchgeführt. Detailliert ist das System z. B. in [68] beschrieben, hier wird nur auf die wichtigsten Eigenschaften eingegangen. Das System basiert auf dem Master-Oszillator Power-Amplifier-Prinzip und ist schematisch in Abb. 5.3 dargestellt. Als Master-Oszillator dient ein schmalbandiger, gepulster Nd:YVO<sub>4</sub>-Laser mit 100 mW Ausgangsleistung, bzw. 10  $\mu$ J / Puls, bei 10 kHz Pulswiederholrate und 1064 nm Wellenlänge. Die Linienbreite betrug 0,08  $\text{cm}^{-1}$  und die Pulslänge 25 ns [68]. Nach räumlicher Filterung des Strahls mit einer Diamantlochblende durchläuft der Laserstrahl die beiden Verstärkerstufen AMP1 und AMP2, die jeweils in einer Doppelpass-Anordnung ausgeführt sind. Anschließend ist die Laserenergie ausreichend hoch für stimulierte Brillouin-Streuung [68]. Hierzu wird der Laserstrahl über einen phasenkonjugierten Spiegel geleitet, um verstärkte spontane Emission (*amplified spontaneous emission, ASE*) zu unterdrücken. Im Weiteren durchläuft der Strahl drei zusätzliche Verstärkerstufen, die erste hiervon in einer Doppelpass-Anordnung. Hinter jeder der ersten vier Verstärker-Stufen befindet sich ein räumlicher Filter zur Verbesserung der Strahlqualität. Die beiden letzten räumlichen Filter befinden sich in Vakuumröhren, um Luftdurchbrüche aufgrund der hohen Energie zu vermeiden. Außerdem beinhaltet jede Verstärkerstufe eine Relay-Linsengruppe, um den Strahl auf die nächste Verstärkerstufe abzubilden.



**Abb. 5.3:** High-Energy Pulse-Burst Laser System der Ohio State University (nach [43]). *PO* Gepulster Oszillator, *OI* Optischer Isolator, *S* Spiegel, *SL* sphärische Linse, *DLB* Diamantlochblende, *PST* Polarisations-Strahlteilerwürfel, *AMP* Verstärker,  $\lambda/4$   $\lambda/4$ -Plättchen,  $\lambda/2$   $\lambda/2$ -Plättchen, *SF* Strahlfalle, *PKS* Phasenkonjugierter Spiegel, *QR* 90°Quarz-Rotator, *LBO* Frequenzverdoppler (Lithiumtriborat) *DC* Dichroitischer Strahlteiler.

Die Verstärkerstufen werden mit je zwei Blitzlampen gepumpt, bei denen Blitzlampenspannung und Zeitpunkt der Blitzlampenentladung individuell gesteuert werden können. Bei 10 kHz Pulswiederholrate beträgt die Pulsenergie ca. 1 J bei 532 nm. Ein Laserpulsbündel bestand aus 230 Laserpulsen, bzw. hatte eine Länge von 23 ms. Abbildung 5.4 zeigt die Pulsenergieverteilung in einem Laserpulsbündel mit deaktivierter Verstärkerstufe 6. Die mittlere Pulsenergie betrug hier 875 mJ, mit einer Standardabweichung von 5,5 %.



**Abb. 5.4:** Beispielhafte Pulsenergieverteilung in einem Laserpulsbündel bei 532 nm (mit deaktivierter Verstärkerstufe 6) (nach [43]).

## 5.3 Hochgeschwindigkeitskameras

Für Messungen mit hoher zeitlicher Auflösung werden neben entsprechenden Lasern auch Kameras benötigt, die bei hohen Bildwiederholraten arbeiten können. Für Messungen bei Bildwiederholraten von einigen 10 Hz werden üblicherweise CCD-Kameras (*charge-coupled device*) eingesetzt, die eine sehr homogene und lineare Sensorcharakteristik besitzen, d. h. der Sensor ist räumlich homogen und es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Anzahl der einfallenden Photonen und der Signalstärke. Diese arbeiten jedoch nur mit begrenzten Bildwiederholraten. Für Bildwiederholraten von etlichen kHz bis MHz werden CMOS-Kameras (*complementary metal-oxide semiconductor*) eingesetzt. Ein CMOS-Sensor ist für gewöhnlich, im Gegensatz zu CCD-Sensoren, ein aktiver Pixel-Sensor, d. h. jedes Pixel hat einen eigenen aktiven Verstärker [198, 199]. Dadurch kann jedes Pixel eines CMOS-Sensors ein individuelles Antwortverhalten aufweisen [200, 201], d. h. jedes Pixel muss hinsichtlich seiner Linearität einzeln kalibriert werden [70, 202].

Weber et al. [202] untersuchten detailliert die Abhängigkeit des Signals einer LaVision HSS6 Hochgeschwindigkeitskamera und von LaVision HS-IRO Hochgeschwindigkeitsbildverstärkern (HS-IRO *High Speed Intensified Relay Optics*) von der Beleuchtungsstärke, sowie von weiteren Einflussfaktoren wie z. B. Dunkelbildkorrektur, Sensortemperatur oder Bildzahl. Als Beleuchtungsquelle wurde hierbei eine Ulbrichtkugel als konstante, kalibrierte Lichtquelle verwendet. Die Kamera-Signalstärke hing hierbei nicht nur nichtlinear von der Beleuchtungsstärke, sondern auch von der Sensortemperatur ab.

Üblicherweise wird die interne Intensitätskorrektur der Kamera verwendet. Hierbei wird für jedes Pixel ein Grauwert-Offset-Abgleich vorgenommen, um ein homogenes Dunkelbild mit niedrigen Grauwerten zu erhalten. Jedoch ist die Intensitätskorrektur nicht reproduzierbar, die Signalstärke eines individuellen Pixels bei fünf unterschiedlichen Intensitätskorrekturen variierte bis zu 20 %. Für eine quantitative Messung ohne Einzelbildkalibrierung muss also die Intensitätskorrektur deaktiviert werden, was ein Dunkelbild mit Intensitäten bis zu einigen 10 % des Dynamikbereichs der Kamera zur Folge hat, und den Dynamikbereich der Kamera somit reduziert [202]. Auch kann der Grauwert bei konstanter Beleuchtung je nach Sensortemperatur bzw. Betriebszeit um etwa 7 % – 8 % schwanken, so dass die Kamera bis zu vier Stunden vor den eigentlichen Messungen eingeschaltet werden muss, um im thermischen Gleichgewicht zu sein [202]. Alternativ muss für jede Messserie eine Dunkelbildkorrektur vorgenommen werden [84]. Letzterer Ansatz wird bei der Auswertung der Rayleigh-Messungen verfolgt, die in Abschnitt 6.1 beschrieben wird. Für die OH PLIF-Messungen wird eine Schuss-zu-Schuss-Kalibrierung des Kamerabildes, die in Abschnitt 6.3 beschrieben wird, vorgenommen, wodurch die oben beschriebenen Effekte ausgeglichen werden.

Ein Betrieb mit Bildverstärker verkompliziert eine quantitative Messung nochmals. Bei hohen

Bildwiederholraten weisen Bildverstärker ein Phänomen auf, das als Ladungsverarmung bezeichnet wird. Das bedeutet, dass der Konversionsfaktor für ein „Pixel“ degradiert, da die Ladung zwischen zwei Bildern nicht vollständig aufgefüllt werden kann [202]. Die Ladungsverarmung erhöht sich sowohl mit höherem Verstärkungsfaktor, als auch mit höherem Grauwert und bei höheren Bildwiederholraten. Jedoch ist dieses Verhalten reproduzierbar [202]. Der Einfluss der Ladungsverarmung auf die hier durchgeführten Messungen wird in Anhang A.3.3 diskutiert.

Papageorge et al. [84] zeigten für Phantom v711 Hochgeschwindigkeitskameras, dass das Sensorverhalten bei einer konstanten Beleuchtung sehr gleichförmig war und Abweichungen von weniger als 3 % aufwies. Bei einer Beleuchtung mit einer gepulsten Lichtquelle, z. B. einem Laser (in diesem Fall Rayleigh-Streuung in Luft mit einer Pulsdauer von etwa 20 ns), wurde jedoch eine starke Ungleichförmigkeit der Kamera-Sensoren beobachtet. Daraus wurde auf eine pixelspezifische zeitliche Abhängigkeit des Photon  $\rightarrow$  Elektron  $\rightarrow$  Ladungstransfer  $\rightarrow$  A/D-Konversionsprozesses geschlossen, die auf kurzen Zeitskalen ( $> 10^{-9}$  s) einen signifikanten Unterschied zwischen den einzelnen Pixeln aufweist, bei längeren Zeitskalen ( $> 10^{-6}$  s) jedoch nicht mehr ins Gewicht fällt [84]. Dieses Verhalten wurde bei CCD-Kameras nicht beobachtet [84]. Für quantitative Messungen wurde in dieser Arbeit daher nicht nur das ggf. individuelle Antwortverhalten eines jeden Pixels beachtet, sondern zusätzlich noch die Beleuchtungsdauer bei den durchgeführten Messungen berücksichtigt.

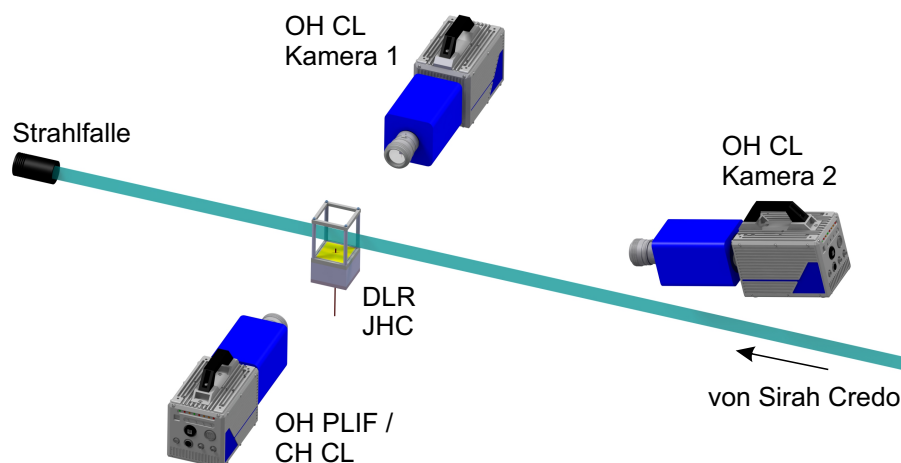
## 5.4 Versuchsaufbau und Versuchsablauf

### 5.4.1 Massenstromregler

Die Massenströme der zugeführten Gase (Brennstoffe und Luft) werden mit Massenstromreglern (Brooks MFC 5850S) geregelt und zusätzlich mit Coriolis-Massenstrommessern (Siemens Sietrans Mass 2100) kontrolliert. Um Partikel in den Gasströmen, z. B. aus den Gasflaschen oder aus der Druckluftleitung zu vermeiden, sind in jede Gasleitung teilweise mehrstufige Partikelfilter eingebaut. Dies ist besonders für die Rayleigh-Messungen von Bedeutung, da hier Partikel im Messvolumen das Ergebnis stark verfälschen oder sogar zu einer Beschädigung der Detektionsoptik führen können. Für die transiente Brennstoffeindüsung wird kein Massenstromregler verwendet, da dieser eine zu große Reaktionszeit aufweist. Stattdessen wird ein schnellschaltendes Magnetventil mit einem zusätzlichen Druckmesser verwendet. Der Druckmesser diente zur genauen Einstellung des Vordrucks am Magnetventil. Der Brennstoffmassenstrom wurde über den Vordruck am Ventil geregelt und mit einem Coriolis-Massenstrommesser in der Brennstoffleitung bestimmt.

### 5.4.2 OH PLIF- und Chemolumineszenz-Messungen

Der optische Aufbau für die kombinierten OH-Chemolumineszenz- / OH PLIF- bzw. OH CL- / CH CL-Messungen ist in Abb. 5.5 dargestellt. Für die Messungen wurde der im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Farbstofflaser Sirah Credo verwendet. Der UV-Laserstrahl



**Abb. 5.5:** Versuchsaufbau für die simultanen Messungen von planarer laserinduzierter Fluoreszenz und Chemolumineszenz.

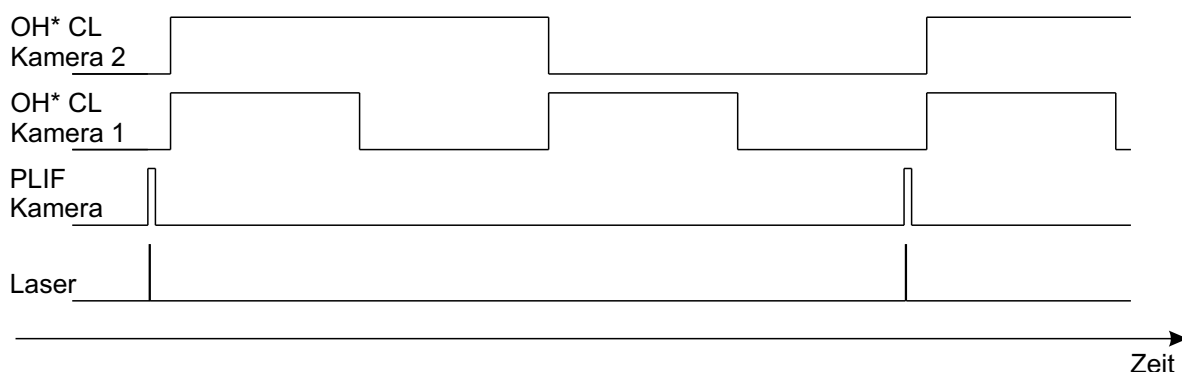
wird durch ein zylindrisches Galilei-Teleskop, bestehend aus zwei antireflexbeschichteten Quarzglaslinsen ( $f_1 = -37,5 \text{ mm}$ ,  $f_2 = 250 \text{ mm}$ ), zu einem Laserlichtband von etwa 40 mm Höhe aufgeweitet und durch eine dritte Zylinderlinse ( $f_3 = 1000 \text{ mm}$ ) in die Brennkammer fokussiert. Die Strahltaile betrug 0,4 mm.

Das Fluoreszenz-Signal wird mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (LaVision HSS8 mit LaVision HS-IRO) mit einer Bildwiederholrate von 10 kHz aufgenommen. Die Kamera ist mit einem lichtstarken UV-Objektiv (Cerco,  $f = 45 \text{ mm}$ ,  $f/1,8$ ) und einem Bandpassfilter (Transmission  $> 80 \%$  bei 310 nm, Laser Components) ausgestattet. Beim Bildverstärker wird eine kurze Belichtungszeit (100 ns) verwendet, um das Eigenleuchten der Flamme zu unterdrücken.

Eine identische Kombination von Kamera und Bildverstärker inklusive Objektiv und Filter auf der anderen Seite der Brennkammer (OH CL Kamera 1) dient zur Aufnahme von OH-Chemolumineszenz bei einer Bildwiederholrate von 20 kHz. Entsprechend wird hier eine längere Belichtungszeit von 25  $\mu\text{s}$  verwendet. Mit einer zweiten bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera (LaVision HSS6 mit LaVision HS-IRO, Gate 50  $\mu\text{s}$ ) wird die OH-Chemolumineszenz mit Blick entlang des Laserlichtschnitts gemessen (OH CL Kamera 2), um die Lage von Zündkernen dreidimensional zu rekonstruieren. Als Objektiv wird ein UV-Nikkor mit 105 mm Brennweite ( $f/4,5$ ) verwendet, die Bildwiederholrate beträgt 10 kHz. OH CL Kamera 1 dient im stationären Fall zur Bestimmung der Abhebehöhe und im transienten Fall zur Bestimmung von Zündhöhe und Zündzeitpunkt, OH CL Kamera 2 zur Bestimmung der Lage von Zündkernen relativ zur Messebene.

Die Steuerung der Laser und Kameras erfolgt über einen Achtkanal-Pulsgenerator (Quantum Composers 9520). Die einzelnen Trigger-Signale für die Messungen zeigt Abb. 5.6. Die beiden CL-Kameras belichteten jeweils 1  $\mu\text{s}$  nach der PLIF-Kamera.

Um eventuelle Unterschiede bei der Verwendung von OH-Chemolumineszenz bzw. CH-Chemolumineszenz als Marker für die Selbstzündung zu untersuchen, wurden zusätzlich simultan

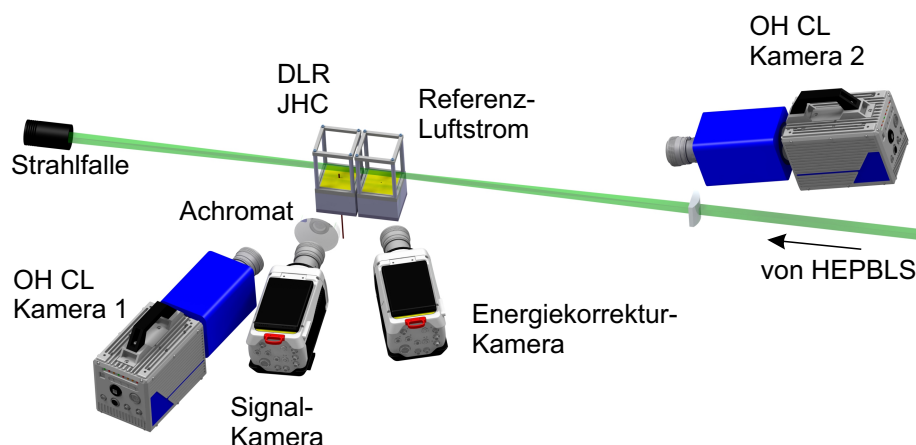


**Abb. 5.6:** Timing für die kombinierten Messungen von planarer laserinduzierter Fluoreszenz und Chemolumineszenz.

OH- und CH-Chemolumineszenz gemessen. Hierfür wurde das UV-Objektiv der PLIF-Kamera durch ein Nikon Nikkor Objektiv ( $f = 50 \text{ mm}$ ,  $f/1,4$ ) ersetzt, und ein entsprechender Bandpassfilter verwendet (Andover Corporation,  $T > 45 \%$  bei  $430 \text{ nm}$ ). Die Belichtungszeit betrug für beide CL-Kameras  $35 \mu\text{s}$ .

### 5.4.3 Rayleigh-Messungen

Um die für die simultanen Messungen des Mischungsbruchs und der Temperatur mit planarer Rayleigh-Streuung notwendige hohe Laserpulsenergie zu erzeugen, wurde das High-Energy Pulse-Burst Laser System (HEPBLS) an der Ohio State University eingesetzt. Der optische Aufbau für diese Messungen ist in Abb. 5.7 dargestellt. Das Rayleigh-Signal aus der



**Abb. 5.7:** Optischer Aufbau für die Rayleigh-Messungen.

Messstrecke und aus einem zusätzlichen Referenz-Luftstrom wird mit zwei Phantom v711 Hochgeschwindigkeitskameras (in der Abbildung als Signal-Kamera und Energiekorrektur-Kamera bezeichnet) aufgenommen. Der Referenz-Luftstrom dient zur Durchführung einer Puls-zu-Puls Laserenergie- und Strahlprofilkorrektur. Die Rayleigh-Streuung aus der Messstrecke wird mit einer Kombination aus einem Achromaten ( $D = 100 \text{ mm}$ ,  $f = 240 \text{ mm}$ ) und einem Nikon Nikkor Objektiv ( $f = 85 \text{ mm}$ ,  $f/1,4$ ) aufgenommen, um die Signalstärke zu maximieren. Die Kamera für die Strahlprofilkorrektur ist mit dem gleichen Objektiv ausgestattet. Die Belichtungszeit für beide Kameras beträgt  $1 \mu\text{s}$ .

Auch in diesem Experiment wird die räumliche Lage von Zündkernen mit OH-Chemolumineszenz aus zwei Blickwinkeln rekonstruiert. Hierzu dienen zwei identische bildverstärkte Hochgeschwindigkeitskameras (LaVision HSS8 mit LaVision HS-IRO), jeweils ausgestattet mit einem Cerco UV-Objektiv ( $f = 100 \text{ mm}$ ,  $f/2,8$ ) und Bandpassfiltern (Transmission  $>$



80 % bei 310 nm, Laser Components). OH CL Kamera 1, die links von der Signal-Kamera positioniert ist, dient zur Bestimmung von Zündzeitpunkt und Zündhöhe, OH CL Kamera 2 nimmt, wie bei den PLIF- / CL-Messungen, OH-Chemolumineszenz mit Blick entlang des Laserlichtschnitts auf, um die Position von Zündkernen relativ zum Laserlichtschnitt zu bestimmen. Das Timing für die Rayleigh-Messungen ist beinahe identisch zu den Messungen von planarer laserinduzierter Fluoreszenz und Chemolumineszenz, jedoch werden hier beide Chemolumineszenz-Kameras mit einer Bildwiederholrate von 10 kHz und einer Belichtungszeit des Bildverstärkers von 35  $\mu$ s betrieben.

#### 5.4.4 Versuchsablauf

Vor den Messungen wurde der Matrixbrenner für mindestens 10 Minuten betrieben, um thermisches Gleichgewicht sicherzustellen. Danach startete ein Triggersignal sowohl die Öffnung des Magnet-Ventils als auch die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskameras. Da der Brennstoffstrahl die Düse erst einige Millisekunden nach dem Triggersignal verließ, konnte die komplette Entwicklung des transienten Jets verfolgt werden. Für die Messreihen wurde der Speicher der Hochgeschwindigkeitskameras in einzelne Blöcke segmentiert, und die transiente Eindüsung des Jets mit einer Frequenz von 0,5 Hz mehrfach wiederholt. Dies entspricht bei einer Coflowgeschwindigkeit von 4,1 m/s (bezogen auf die heißen Abgase) etwa dem 60-fachen der Coflow-Advektionszeit (dies ist das Verhältnis von  $v_{\text{coflow}}$  / Brennkammerhöhe). Bei höheren Coflowgeschwindigkeiten vergrößert sich dieser Wert entsprechend. Somit konnte sichergestellt werden, dass der Coflow zwischen den einzelnen Brennstoffeindüsungen genug Zeit hatte, in den stationären Ausgangszustand zurückzukehren. Die Dauer der Brennstoffeindüsung betrug 55 ms, die Aufnahmedauer der Kameras 20 ms.

Während der Rayleigh-Messungen wurde aufgrund der eingeschränkten Pulsbündel-Wiederholrate des Pulse-Burst-Lasers die Brennstoffeindüsung mit einer Frequenz von 1/30 Hz wiederholt, dies entspricht etwa dem 330-fachen der Coflow-Advektionszeit.



## 6 Datenauswertung

Beim Einsatz zeitlich hochauflösender Lasermesstechnik entstehen große Datenmengen, ein typischer Datensatz erreicht leicht einige 10 GB an Rohdaten. Um diese Daten bestmöglich nutzen zu können, sowie für eine reproduzierbare Auswertung der Daten, sind entsprechende Bildbearbeitungsalgorithmen notwendig. Die entsprechende Datenaufbereitung und Auswertung der im DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner gewonnenen Messergebnisse wird im Folgenden beschrieben.

### 6.1 Rayleigh-Messungen

Rayleigh-Messungen in Strömungen können zur Bestimmung der Mischung (bei einer isothermen Strömung) oder in reaktiven Strömungen zur Bestimmung der Temperatur (bei bekanntem Rayleigh-Streuquerschnitt über den gesamten Reaktionsfortschritt) eingesetzt werden [157, 158]. Im vorliegenden Fall einer nicht-isothermen turbulenten Strömung werden sowohl der Mischungsbruch als auch die Mischungstemperatur gemessen [43]. Das Vorgehen hierzu wird im Folgenden, ausgehend vom einfachsten Fall einer isothermen Zweistrommischung, beschrieben. Die Auswertung der Rohdaten (Konvertierung von Kamera-Rohdaten in Mischungsbruch- bzw. Temperaturdaten) erfolgte hierbei durch Michael Papageorge an der Ohio State University.

In einer Zweistrom-Mischung kann das Rayleigh-Signal  $I_{Rayleigh}$  wie folgt beschrieben werden [84]:

$$I_{Rayleigh} = A \cdot I_{Laser} \cdot n \cdot (X_1 \cdot \sigma_1 + X_2 \cdot \sigma_2) \quad (6.1)$$

Hierbei ist  $A$  die Effizienz des Detektionssystems, die sich aus betrachtetem Raumwinkel, Transmission der verwendeten Optiken und der Quanteneffizienz des Detektors zusammensetzt.  $I_{Laser}$  ist die Intensität des einfallenden Laserstrahls,  $n$  ist die Teilchenzahl im Messvolumen.  $X_1$  ist der Molenbruch des Fluids 1 und  $X_2 = 1 - X_1$  der Molenbruch des Fluids 2.  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  sind die Rayleigh-Streuquerschnitte der beiden Fluide. In einem Brennstoffstrahl, der in einen Coflow eintritt, entspricht der Brennstoff Fluid 1 und der umgebende Coflow Fluid 2. Um aus

dem Rayleigh-Signal in einer isothermen Strömung den lokalen Molenbruch zu bestimmen, kann Gleichung 6.1 bei bekanntem Rayleigh-Streusignal für den Coflow ( $I_2$ ) und für reinen Brennstoff ( $I_1$ ) umgeschrieben werden zu [84]

$$X_1 = \frac{I_{Rayleigh} - I_2}{I_1 - I_2}. \quad (6.2)$$

Im vorliegenden Fall tritt ein kalter Brennstoffstrahl in einen heißen Coflow ein. Somit kann der Mischungszustand zwischen den beiden Strömen wie folgt beschrieben werden [43]:

$$\xi = Y_{BS} = \frac{X_{BS} \cdot \bar{M}_{BS}}{X_{BS} \cdot \bar{M}_{BS} + (1 - X_{BS}) \cdot \bar{M}_{coflow}}. \quad (6.3)$$

Hierbei sind  $\xi = Y_{BS}$  der Mischungsbruch, bzw. der Massenbruch des Brennstoffes,  $X_{BS}$  ist der Molenbruch des Brennstoffes,  $\bar{M}_{BS}$  und  $\bar{M}_{coflow}$  sind die mittleren Molekülmassen von Brennstoff und Coflow. Die Zusammensetzung des Coflow ( $N_2$ ,  $O_2$  und  $H_2O$  sowie Minoritätspezies) wird mit Gleichgewichtsrechnungen ermittelt (s. Abschnitt 5.1 und 6.1.1). Im Falle einer Mischung von Coflow und Brennstoff kann der gemittelte Rayleigh-Streuquerschnitt  $\sigma_{mix}$  der Mischung ausgedrückt werden als

$$\sigma_{mix} = X_{BS} \cdot \sigma_{BS} + (1 - X_{BS}) \cdot \sigma_{coflow}. \quad (6.4)$$

Wird nun Gleichung 6.1 mit einem bekannten Referenzsignal, z. B. Luft bei Umgebungstemperatur, normiert, kann der Brennstoff-Molenbruch dem gemessenen Rayleigh-Signal  $S_{Rayleigh}$  zugeordnet werden über [43]

$$X_{BS} = \left( \frac{T}{T_{Luft}} \cdot \frac{S_{Rayleigh}}{S_{Luft}} \cdot \frac{\sigma_{Luft}}{\sigma_{coflow}} - 1 \right) \cdot \left( \frac{\sigma_{BS}}{\sigma_{coflow}} - 1 \right)^{-1}. \quad (6.5)$$

Alle Werte bis auf den Mischungsbruch und die lokale Temperatur  $T$ , deren Berechnung im Folgenden beschrieben wird, sind Literaturwerte oder direkt gemessene Werte.

Bei Annahme einer adiabaten Mischung ist die lokale Temperatur  $T$  eine Funktion des Brennstoffmolenbruchs  $X_{BS}$ . Bei einer bekannten Brennstofftemperatur  $T_{BS}$  und Coflowtemperatur  $T_{coflow}$  gilt für die lokale Temperatur  $T$  bei Enthalpieerhaltung mit dem lokalen Brennstoffmolenbruch  $X_{BS}$  [43]:

$$X_{BS} = \frac{\int_{T_{coflow}}^{T_{coflow}} C_{p,coflow}(T) dT}{\int_{T_{coflow}}^{T_{coflow}} C_{p,coflow}(T) dT - \int_{T_{BS}}^T C_{p,BS}(T) dT}. \quad (6.6)$$

$C_{p,coflow}(T)$  und  $C_{p,BS}(T)$  sind die spezifischen Wärmekapazitäten (bei konstantem Druck) für Coflow und Brennstoff. Gleichung 6.6 kann nun umgeformt werden zu [43]

$$T = T_{coflow} + (T_{BS} - T_{coflow}) \cdot (X_{BS} + \Pi). \quad (6.7)$$

$\Pi$  beschreibt die Nichtlinearität der Enthalpieänderung  $\int_{T_{BS}}^T C_{p,BS}(T) dT$  unter kalorisch nichtperfekten Bedingungen [203]:

$$\Pi = X_{BS} \cdot (1 - X_{BS}) \cdot \frac{C_{p,BS} - C_{p,coflow}}{C_{p,coflow}} \cdot \frac{1}{1 + X_{BS} \cdot (C_{p,BS} - C_{p,coflow})/C_{p,coflow}}, \quad (6.8)$$

wobei  $\sigma_{coflow}$  und  $\sigma_{BS}$  die Rayleigh-Streuquerschnitte von Coflow bzw. Brennstoff sind. Der lokale Mischungsbruch kann ausgedrückt werden durch [84]:

$$\xi = \frac{Y_{BS}}{Y_{BS,0}} = \frac{X_{BS} \bar{M}_{BS}}{X_{BS} \bar{M}_{BS} + (1 - X_{BS}) \bar{M}_{coflow}} \quad (6.9)$$

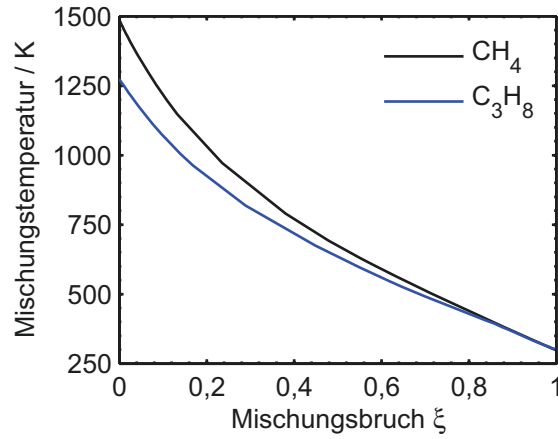
$Y_{BS}$  entspricht dem Massenbruch des Brennstoffs am Messort,  $Y_{BS,0}$  entspricht dem Massenbruch des reinen Brennstoffs ( $Y_{BS,0} = 1$ ).  $\bar{M}_{BS}$  und  $\bar{M}_{coflow}$  sind die gemittelten Molekulgewichte von Brennstoff und Coflow.

In Strömungen mit konstantem Druck gilt das ideale Gasgesetz, und die Temperatur einer reagierenden Strömung lässt sich aus dem Rayleigh-Signal über folgenden Zusammenhang bestimmen, sofern die Gemischzusammensetzung und somit der Streuquerschnitt am Messort bekannt sind [43]:

$$I_{Rayleigh} = A \cdot I_{Laser} \cdot \frac{p}{k_B T} \cdot \sigma_{mix}. \quad (6.10)$$

Hierbei sind  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die lokale Temperatur der Mischung.

Da im vorliegenden Fall mit Hilfe der Rayleigh-Streuung sowohl die lokale Gemischzusammensetzung als auch die lokale Gemischtemperatur gemessen wurden, wurden zunächst einige Annahmen getroffen. Es ist notwendig, einer lokalen Mischung sowohl eine Mischungstemperatur als auch einen Mischungsbruch zuzuweisen. Der Zusammenhang zwischen Mischungsbruch und Mischungstemperatur ist in Abb. 6.1 beispielhaft für Methan und Propan mit einer Brennstofftemperatur von  $T_{BS} = 300$  K und einer Coflowtemperatur von  $T_{coflow,CH_4} = 1500$  K für Methan bzw.  $T_{coflow,C_3H_8} = 1275$  K für Propan dargestellt. Im vorliegenden Fall wird das Messsignal  $S$  durch Abgleich mit dem Referenzluftstrom bestimmt. Das Verhältnis des



**Abb. 6.1:** Abhängigkeit der Mischungstemperatur vom Mischungsbruch für Methan bei einer Coflowtemperatur von  $T_{\text{coflow,CH}_4} = 1500 \text{ K}$  und für Propan von  $T_{\text{coflow,C}_3\text{H}_8} = 1275 \text{ K}$  vor dem Einsetzen von Reaktionen. Die Brennstofftemperatur beträgt jeweils  $T_{\text{BS}} = 300 \text{ K}$  (nach [43]).

lokalen Rayleigh-Signals zum Rayleigh-Signal in kalter Luft mit  $T_{\text{Luft}} = 300 \text{ K}$  kann für eine Zweistrommischung ausgedrückt werden durch [44]:

$$S = \frac{X_{\text{BS}} \cdot \sigma_{\text{BS}} \cdot (1 - X_{\text{BS}}) \cdot \sigma_{\text{coflow}}}{T/T_{\text{Luft}} \cdot \sigma_{\text{Luft}}}. \quad (6.11)$$

Hierbei sind  $\sigma_{\text{BS}}$ ,  $\sigma_{\text{coflow}}$  und  $\sigma_{\text{Luft}}$  die Rayleigh-Streuquerschnitte von Brennstoff, heißem Coflow und Luft. Eine detaillierte Fehlerbetrachtung unter Berücksichtigung der Unsicherheiten der einzelnen Elemente in Gleichung 6.11 findet sich in Anhang A.3.4.3. In diesem Abschnitt wird ebenfalls auf den Einfluss von thermischem Zerfall von Brennstoff aufgrund der hohen Mischungstemperaturen auf die Messgenauigkeit eingegangen.

Die hier vorgestellte Auswertung von Mischungsbruch und Mischungstemperatur ist nur vor dem Einsetzen von Reaktionen gültig, da sich beim Einsetzen der Verbrennungsreaktionen der Mischungsgemittelte Streuquerschnitt in unbekannter Weise ändert. Eine Messung von Temperaturen (nicht jedoch des Mischungsbruchs) ist auch im reagierenden Fall möglich, sofern Annahmen zum Mischungsgemittelten Streuquerschnitt getroffen werden. Eine detaillierte Diskussion der hierfür angewandten Datenauswertung findet sich in Anhang A.3.4.

### 6.1.1 Bestimmung der Coflowbedingungen

Das Äquivalenzverhältnis  $\phi$  der Matrixflamme wird über die Massenstromregler eingestellt und, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, im Rahmen der Messgenauigkeit geregelt. Da selbst unter optimalen Bedingungen geringe Wärmeverluste an die Brennermatrix und Strahlungsverluste

[204] erwartet werden, liegt die tatsächliche Coflowtemperatur  $T_{coflow}$  unter der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad}$ . Die Gleichgewichtszusammensetzung des Coflow hängt wiederum von der Coflowtemperatur ab, wodurch die Temperaturmessung mittels Rayleigh-Streuung ungenau werden kann, wenn eine adiabate Gleichgewichtszusammensetzung angenommen wird. Zur Vermeidung von Temperaturmessfehlern durch eine ungenaue Gemischzusammensetzung des Coflow wird eine Mehrschritt-Datenauswertung angewendet [43]. Das Äquivalenzverhältnis wird hierbei als genau bekannt angenommen. Zunächst werden die Molenbrüche der Majoritätsspezies ( $N_2$ ,  $O_2$  und  $H_2O$ ) im adiabaten Gleichgewicht mit dem Programm *NASA Chemical Equilibrium with Applications* (CEA) [205] berechnet. Mit Hilfe der berechneten Molenbrüche wird eine erste Annahme des Mischungsgemittelten Rayleigh-Streuquerschnitts des Coflow vorgenommen ( $\sigma'_{coflow} = X_{N_2} \cdot \sigma_{N_2} + X_{O_2} \cdot \sigma_{O_2} + X_{H_2O} \cdot \sigma_{H_2O}$ ). Zunächst wird die adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  als Startschätzung für die Coflowtemperatur verwendet ( $T'_{coflow} = T_{ad}$ ). Sind die beiden Terme  $S_{coflow}/S_{Luft}$  und  $S'_{coflow}/S_{Luft} = T_{Luft}/T'_{coflow} \cdot \sigma'_{coflow}/\sigma_{Luft}$  gleich, so gilt  $T'_{coflow} = T_{ad}$ . Wie bereits erwähnt treten jedoch Wärmeverluste auf, wodurch  $T'_{coflow} \neq T_{ad}$  ist. Daher wird die Gemischzusammensetzung durch ein Absenken von  $T'_{coflow}$  iteriert, d. h. die Spezies-Molenbrüche werden mit CEA für nichtadiabate Bedingungen mit einer Produkt-Temperatur  $T = T'_{coflow}$  neu berechnet. Für jeden Iterationsschritt wird  $\sigma'_{coflow}$  neu bestimmt und  $S'_{coflow}/S_{Luft}$  wird berechnet. Über die Coflowtemperatur  $T'_{coflow}$  wird so lange iteriert, bis  $S_{coflow}/S_{Luft} = S'_{coflow}/S_{Luft}$  mit einer Toleranz von 0,4 % bzw. 5 K entspricht. Dieser Wert entspricht der Messgenauigkeit der Coflowtemperatur unter idealen Bedingungen (bei  $T_{coflow} = 1270$  K ist das Signal-Rausch-Verhältnis  $SNR = 200$ , siehe Abschnitt 7.1). Im Bereich zwischen adiabater Flammentemperatur und gemessener Flammentemperatur ändert sich der Mischungsgemittelte Rayleigh-Streuquerschnitt des Coflow um maximal 0,1 %. Zusätzlich zum Messfehler der Rayleigh-Messungen ist auch der Messfehler der Massenstromregler und der daraus resultierende Fehler in der Annahme der Coflowzusammensetzung zu beachten. Dies führt zu zusätzlichen Unsicherheiten in den Molenbrüchen und damit des Mischungsgemittelten Rayleigh-Streuquerschnitts in Höhe von 1 %, eine genaue Betrachtung hierzu befindet sich in Anhang A.3.4.3.

### 6.1.2 Kamerakorrekturen

Für eine genaue Messung der Temperatur und des Mischungsbruchs mit Rayleigh-Streuung ist die Datenaufbereitung von großer Bedeutung. CMOS-Kameras weisen, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, ein ungleichmäßiges Antwortverhalten der einzelnen Pixel auf, das zusätzlich von der Beleuchtungsdauer abhängt. Um dies zu berücksichtigen wurden nach jedem Laserpulsbündel 40 zusätzliche Bilder aufgenommen, und die interne Hintergrundkorrektur der Kameras

wurde deaktiviert [43]. Der Mittelwert dieser Bilder wurde von den Rohbildern abgezogen, um sowohl das Dunkelbild der Kamera, als auch eventuelles Raumlicht zu korrigieren. Der Weißbildabgleich wurde durch eine Normierung des Kamerabildes mit Rayleigh-Streuung in kalter Luft durchgeführt, um den Effekt der Sensorantwort auf unterschiedliche Beleuchtungsdauern zu berücksichtigen. Bei jeder Messposition wurde als Weißbildabgleich ein Mittelwert von zehn 100-Puls-Laserpulsbündeln in Luft bei Raumtemperatur verwendet. Diese Normierung wird bereits in Gleichung 6.5 durch den Term  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  berücksichtigt.

Die Korrektur von Schwankungen der Laserpulsenergie und Ungleichmäßigkeiten im Strahlprofil des Laserstrahls wurde mit einer zweiten CMOS-Kamera und einem Referenzluftstrom aus gefilterter Luft bei Raumtemperatur durchgeführt [43] (s. auch Abschnitt 5.4.3). Die Strahlprofilkorrektur-Kamera nimmt die Rayleigh-Streuung der homogenen Luftströmung simultan mit der Signal-Kamera auf; sämtliche Variationen im Signal der Strahlprofilkorrektur-Kamera stammen also von Fluktuationen der Laserenergiedichte am Messort. Mit diesem Verfahren kann nun die Variation der Laserenergiedichte im Messvolumen korrigiert werden: Zunächst wurden die Vergrößerung, ein möglicher räumlicher Versatz und ein möglicher Winkelversatz der beiden Kameras zueinander korrigiert [43]. Nach der räumlichen Zuordnung der Kameras wird eine 15 Pixel breite Spalte der Strahlprofilkorrektur-Kamera verwendet, um die räumliche Verteilung der Laserenergiedichte zu messen [43].

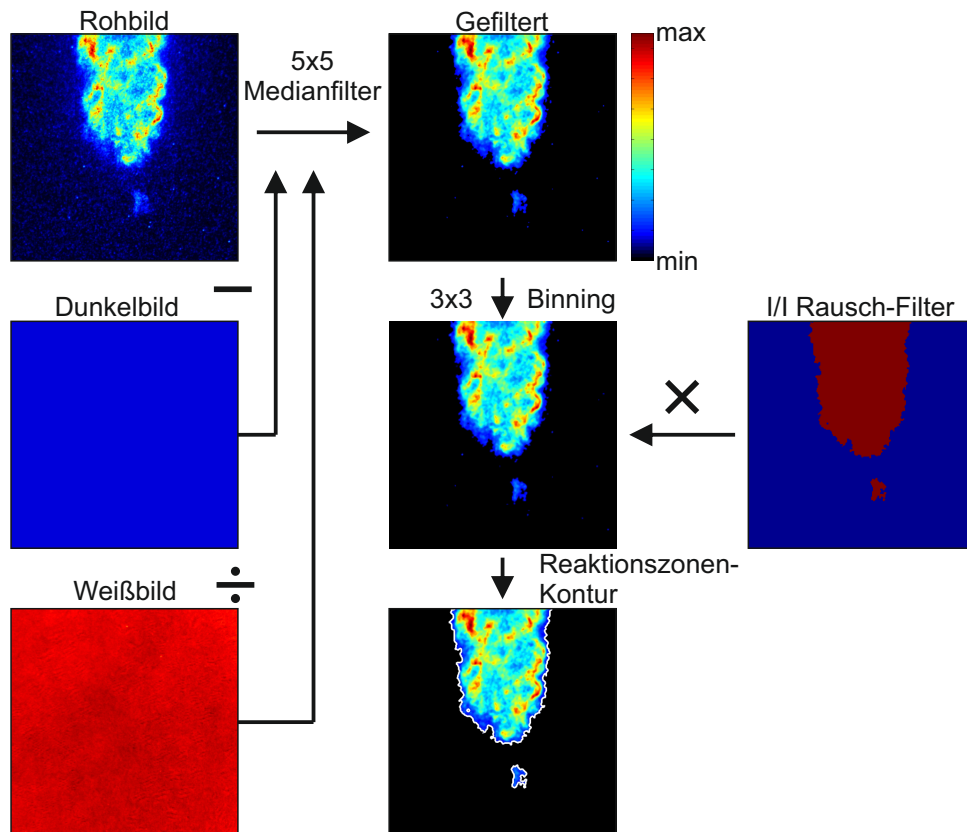
Nach diesen Korrekturen wird das Kamera-Bild, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, in einen Mischungsbruch- und einen Temperaturwert umgerechnet. Anschließend werden die Daten mit einem 3x3 Pixel Medianfilter geglättet, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Die Auflösung senkrecht zur Messebene wird durch die Dicke des Laserlichtschnitts bestimmt, diese beträgt  $280\text{ }\mu\text{m}$  (1/e-Wert) [43]. Das räumliche Auflösungsvermögen der Kamera wurde mit Hilfe eines Streifenmusters mit unterschiedlichen räumlichen Frequenzen (USAF 1951 Target) bestimmt [84]. Die erzielte räumliche Auflösung in der Messebene beträgt etwa  $100\text{ }\mu\text{m}$  [84]. Die maximal messbaren Mischungsbruchgradienten betragen  $4\text{ mm}^{-1}$ . Der Effekt der Limitierung der Auflösung durch die endliche Dicke des Laserlichtschnitts auf die gemessenen Gradienten wird im Weiteren vernachlässigt. Der minimale Gradient, der gemessen werden kann, wird durch das Bildrauschen bestimmt. Bei sehr mageren Mischungen beträgt er etwa  $0,2\text{ mm}^{-1}$  [43]. Bei höheren Mischungsbrüchen kann ein noch kleinerer Mischungsbruchgradient aufgelöst werden, da hier geringere Mischungstemperaturen auftreten und damit das Signal-Rausch-Verhältnis höher ist.



## 6.2 Chemolumineszenz

### 6.2.1 Stationärer Fall

Für den stationären Fall sind die durchgeführten Datennachbearbeitungsschritte und die Definition der gemessenen Größen in Abb. 6.2 dargestellt. Der Schwerpunkt der Auswertung



**Abb. 6.2:** Nachbearbeitungsschritte eines OH CL-Bildes der abgehobenen Jetflamme: Rohbild, gefiltertes Bild mit Weiß- und Dunkelbildkorrektur, pixelzusammengefasstes Bild ('Binning'), Rauschunterdrückung, Reaktionszonenkontur.

liegt hierbei auf einer statistischen Auswertung der Abhebehöhe der Flamme, sowie der Untersuchung von Zündkernen, die sich unterhalb der Flammenwurzel, d. h. des untersten Punktes der Hauptreaktionszone, bildeten. Nach Dunkelbildabzug und Weißbildabgleich wird das Bild mit einem 5 x 5 Pixel Medianfilter geglättet. Anschließend wird, zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses, ein 3 x 3 Pixel Softwarebinning durchgeführt. Zur Unterdrückung von Ereignissen, die lokal zu einer hohen Signalintensität führen, wie z. B. Einzelphotonen, die vom Bildverstärker verstärkt werden, wird ein zusätzlicher Filter implementiert (I/I Rauschfilter). Nach der Konvertierung in ein binäres Bild mit einem bestimmten Schwellwert wird eine minimale Fläche festgelegt, unterhalb derer auftretende Signale als Rauschen

behandelt und aus dem Bild entfernt werden. Somit konnte zuverlässig zwischen Zündkernen und Bildrauschen mit hohen Signalintensitäten unterschieden werden.

Das so entstandene, gefilterte Schwellwertbild ermöglicht eine Unterscheidung von brennenden und nichtbrennenden Gebieten. Anhand dieser Bilder wurde die Abhebehöhe der Flamme bestimmt, wie in Abschnitt 7.2.3 beschrieben wird.

### 6.2.2 Transiente Selbstzündung

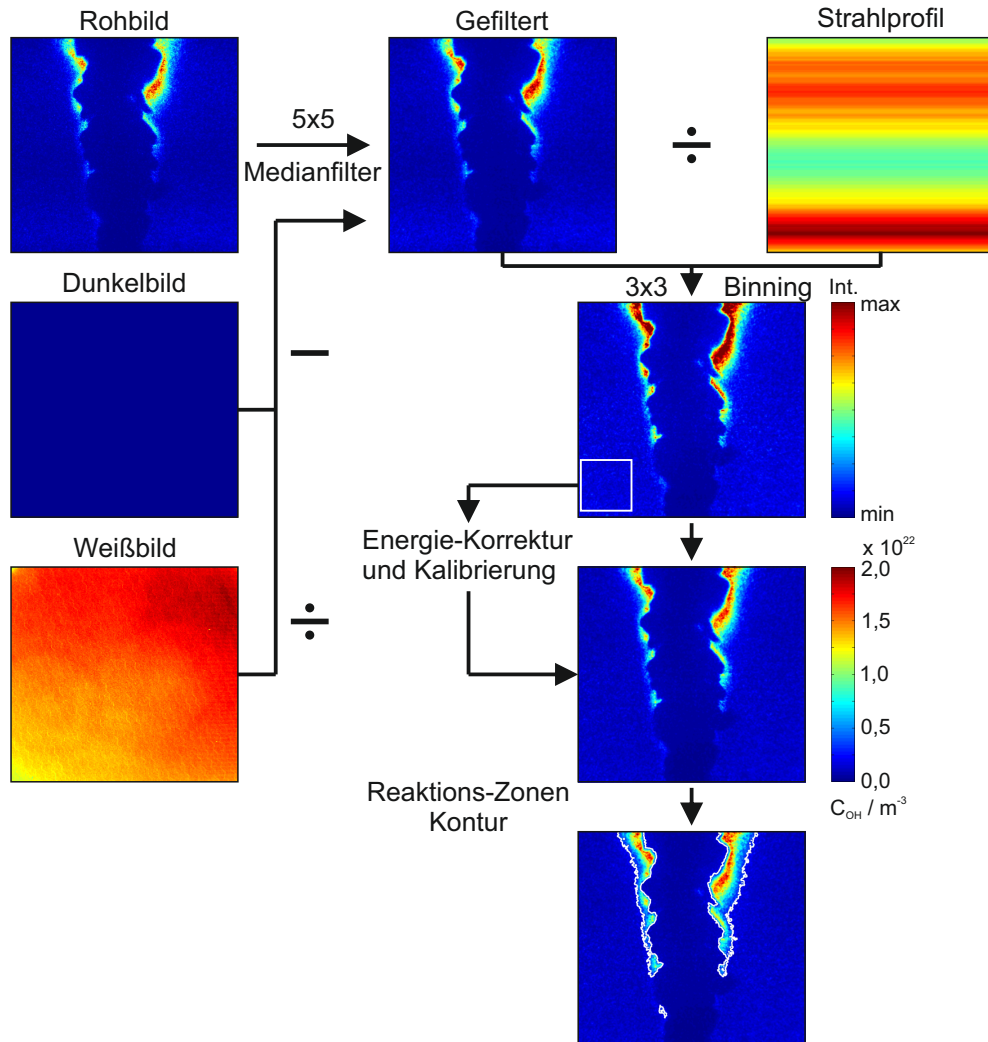
Zur Bestimmung der relevanten Größen bei der transienten Brennstoffeindüsung mit anschließender Selbstzündung wurde eine ähnliche Nachbearbeitung wie für den stationären Fall durchgeführt. Hier liegt der Fokus der Auswertung auf einer statistischen Analyse von Phänomenen wie z. B. der Position des ersten detektierten Zündkerns, sowie der Ausbreitung des Zündkerns stromauf oder stromab und dessen Wachstum. Als Zündhöhe wird der Schwerpunkt der Reaktionszonenkontur des ersten detektierten Zündkerns definiert, die Abhebehöhe ist die Unterkante des untersten detektierten Zündkerns, die Oberkante der Reaktionszone entspricht der Oberkante des obersten Zündkerns.

Im Unterschied zum stationären Fall wird beim transienten Fall nach Dunkelbildabzug, Weißbildabgleich, Filtern und Binning ein Mittelwertbild aus 50 Einzelschüssen vor Einsetzen der Selbstzündung abgezogen, um zusätzlich Hintergrundleuchten, z. B. von der Raumbeleuchtung oder Chemolumineszenz von der Wasserstoff-Luft-Flamme des Coflow, abzuziehen.

Der Auswertalgorithmus enthält zwei Parameter, die optimiert werden müssen: zum einen den Schwellwert, oberhalb dessen ein Bildbereich als brennendes Gebiet identifiziert wird, zum anderen die minimale Größe eines Gebietes im Schwellwertbild, unterhalb derer ein Signal als Rauschen behandelt wird. Detailliert wird auf den Einfluss dieser beiden Parameter auf die ermittelte Zündhöhe und den ermittelten Zündzeitpunkt im Anhang A.3.2.1 eingegangen.

## 6.3 Planare laserinduzierte Fluoreszenz

Ein Überblick über die Nachbearbeitungsschritte einer Aufnahme mit planarer laserinduzierter Fluoreszenz ist in Abb. 6.3 dargestellt. Nach Dunkelbildabzug und Weißbildabgleich wird das



**Abb. 6.3:** Nachbearbeitungsschritte einer OH PLIF-Aufnahme.

Bild zur Unterdrückung von Rauschen mit einem 5 x 5 Pixel Medianfilter geglättet. Anschließend wird zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses ein 3 x 3 Pixel Softwarebinning durchgeführt. Nach dem Binning beträgt die räumliche Auflösung der PLIF-Bilder in der Bildebene 0,13 mm, was etwa einem Drittel der Auflösung senkrecht zur Messebene entspricht. Letztere ist durch die Dicke des Laserlichtbands bestimmt, die etwa 0,4 mm beträgt. Die Hintergrundkorrektur erfolgt über einen 10 Pixel (1,3 mm) breiten Streifen in der Bildmitte, in dem weder ein Signal der Flamme noch des Coflow vorhanden ist. Zur Bestimmung der Energieverteilung des Laserlichtschnitts wurde die Brennkammer homogen mit Aceton-Dampf

gefüllt. Anschließend wurden 1000 Einzelschüsse der Aceton-Fluoreszenz aufgenommen und gemittelt. Dieses Mittelwertbild wurde dunkelbild-, weißbild- sowie hintergrundkorrigiert, anschließend wurde die Energieverteilung aus dem Mittelwert eines 150 Pixel breiten Streifens bestimmt, und hieraus ein Bild für die Strahlprofilkorrektur errechnet.

Um aus dem vollständig korrigierten Kamerabild ein quantitatives OH-Signal zu erhalten, wird das Bild kalibriert. Da im Coflow eine homogene, aus Gleichgewichtsrechnungen bekannte OH-Konzentration vorhanden ist, kann ein Bildbereich aus dem Coflow zur Kalibrierung des Messsignals verwendet werden. Hierzu wurde der Median eines  $38 \times 38$  Pixel-Fensters (nach Binning) gebildet. Der Median anstatt des Mittelwerts wurde hier verwendet, um die Auswertung robuster gegenüber sehr hellen Ereignissen (z. B. kleine Partikel, die den Laserlichtschnitt passieren und eine sehr hohe Signalstärke erzeugen) zu gestalten. Somit kann jeder Einzelschuss auf Schwankungen der Laserenergie und die absolute OH-Konzentration kalibriert werden.

Bei der Betrachtung der so ermittelten absoluten OH-Konzentration in Zündkernen oder reagierenden Gebieten sind jedoch einige Einschränkungen durch Messfehler zu betrachten. Zunächst ist die lokale Temperatur (und somit die lokale Dichte) nicht bekannt. Daher wird in dieser Arbeit die Teilchenzahldichte von OH anstatt des Molenbruchs angegeben, da erstere Größe nicht von der lokalen Temperatur abhängt.

Ebenso ist die Boltzmann-Verteilung von OH im Grundzustand temperaturabhängig, d. h. es wurde, wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, eine Anregungslinie mit einer geringen Temperatursensitivität gewählt. Bei der hier verwendete  $Q_1(7)$ -Linie ändert sich die Besetzungsdichte im relevanten Temperaturbereich zwischen 1500 K und 2300 K ( $T_{\text{coflow}} < T < T_{\text{ad}}$ ) um etwa 16 % [170]. Des Weiteren kann temperaturabhängige Fluoreszenzlöschung die Messung beeinträchtigen. Detektionsseitig sind weitere Messunsicherheiten, z. B. aufgrund des geringen Signals im Coflow oder Nichtlinearität der Kamera und des Bildverstärkers (s. z. B. [202]), zu erwarten. Eine genaue Diskussion der Messunsicherheiten erfolgt daher in Anhang A.3.3.

Die Kontur der Reaktionszone wird über einen Schwellwert (doppelte OH-Konzentration des Coflow) bestimmt. Somit liegt ein quantitativer Schwellwert vor, der im Vergleich mit den OH-Chemolumineszenz-Messungen den Vorteil bietet, eine bessere Vergleichbarkeit mit numerischen Simulationen zu liefern.

## 6.4 1D-Simulation von zündenden Grenzschichten

Zur Unterstützung der Interpretation experimenteller Ergebnisse wurden im Rahmen einer Kooperation von Robert Schießl am Institut für Technische Thermodynamik des Karlsruher Instituts für Technologie numerische 1D-Modellsimulationen von zündenden Grenzschichten zwischen heißem Oxidator und kaltem Brennstoff durchgeführt [42]. Die Selbstzündung wurde in einer Gegenstromanordnung simuliert, in der das heiße Abgas einer Wasserstoff-Luft-Flamme (entspricht  $\xi = 0$ ) gegen Methan (entspricht  $\xi = 1$ ) strömt [42]. Dies entspricht einer mikroskopischen Betrachtung, in der die Zündung in einer laminaren Grenzschicht zwischen Methan und dem umgebenden heißen Oxidator untersucht wird.

Temperatur, Druck und Zusammensetzung des Oxidators wurden so gewählt, dass sie dem Experiment (Abgaszusammensetzung im adiabaten Gleichgewicht) entsprechen. Um den Einfluss der Coflowtemperatur genauer zu untersuchen, wurden zusätzlich Rechnungen mit einer Coflowtemperatur 30 K unterhalb der adiabaten Flammentemperatur durchgeführt. Der Einfluss des Strömungsfeldes wurde durch eine Reihe von Simulationen mit unterschiedlichen Streckungsraten abgebildet. Hierbei wurde ein Mischungsgemittelter Transportmodell mit gleicher Diffusivität für alle Spezies und einer Lewis-Zahl  $Le = 1$  verwendet. Um den Einfluss des Transportmodells abzuschätzen, wurden ebenfalls Rechnungen mit einem detaillierten Transportmodell, das den Soret-Effekt, d. h. die Bewegung von Teilchen aufgrund von Temperaturgradienten, berücksichtigt, durchgeführt. Für den vorliegenden Fall zeigte sich, dass der Einfluss des Transportmodells auf die Zündverzugszeiten zu vernachlässigen ist.

Bei der Initialisierung der Simulation wurden S-förmige Profile von Temperatur und Spezies angenommen, die von einer inerten Mischung von heißem Oxidator und kaltem Methan herrühren. Die steilen Gradienten an der Jet-Grenzschicht am Düsenaustritt wurden mit steilen Gradienten der Skalare (Bsp.:  $(dT/dx)_{max} = 2 \cdot 10^7 K/m$ ) abgebildet.

Die Erhaltungsgleichungen für diese Bedingungen wurden in einem eindimensionalen Raum mit einem zeitaufgelösten instationären Ansatz unter Berücksichtigung detaillierter chemischer Reaktionen für die Oxidation von Methan und für die Transport-Terme gelöst [206].

Zusätzlich wurden die Zündverzugszeiten von Methan-Oxidator-Mischungen in einem homogenen Reaktor berechnet. Diese Zündverzugszeiten stellen den Grenzfall der Zündverzugszeit ohne Einfluss von Transportmechanismen oder Turbulenz dar und helfen, den Einfluss des Transports auf die Zündverzugszeiten besser zu verstehen.

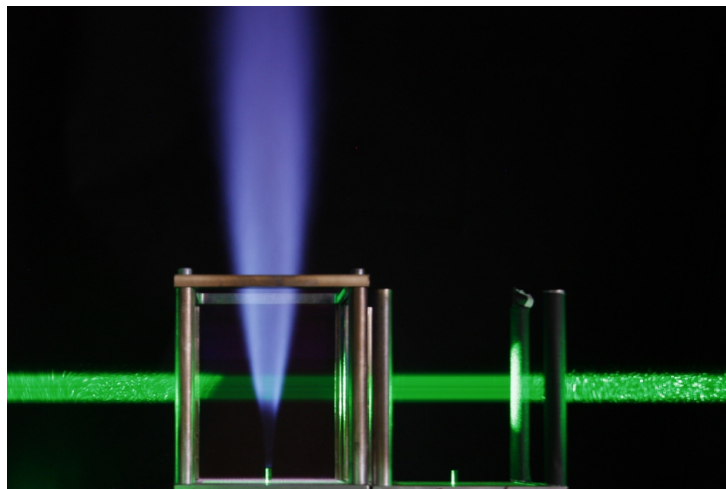


## 7 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen am DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner (DLR JHC) sowie numerischer 1D-Rechnungen zur Unterstützung der Interpretation der Messergebnisse diskutiert. Am Ende jedes Abschnitts findet sich eine kurze Zusammenfassung. Neben der Entwicklung von zeitlich hochauflösender Lasermesstechnik zur detaillierten Untersuchung der Flammenstabilisierung und Selbstzündung in Jet-in-Hot-Coflow-Flammen war die Erstellung eines umfangreichen Validierungsdatensatzes für numerischen Simulationen ein wichtiges Ziel dieser Arbeit.

Zunächst werden die Temperaturrandbedingungen charakterisiert. Nach der Untersuchung von stationären Jetflammen wird die transiente Brennstoffeindüsung und die darauf folgende Selbstzündung betrachtet.

Abbildung 7.1 zeigt das Foto einer Messung von Rayleigh-Streuung im DLR JHC. Gut zu

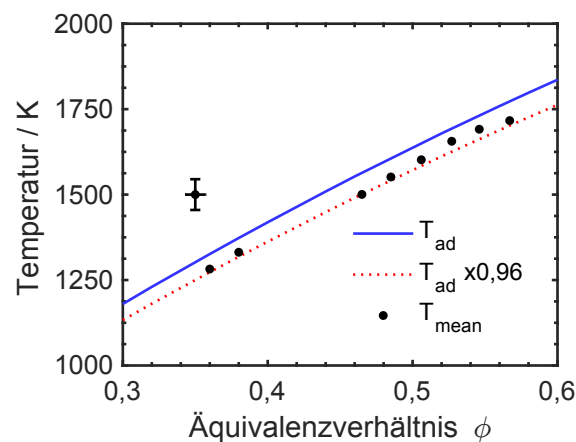


**Abb. 7.1:** Foto der Rayleigh-Messungen am DLR JHC. Das Zentrum des Laserlichtschnitts liegt 50 mm oberhalb der Brennstoffdüse.

erkennen ist die abgehoben brennende Jetflamme sowie der Laserlichtschnitt für die Rayleigh-Messungen. Rechts des DLR JHC ist der Referenzluftstrom zur Puls-zu-Puls-Korrektur von Laserenergie und Strahlprofil angeordnet. An der linken Seite des DLR JHC ist Einzug von Raumluft in den Coflow als erhöhtes Rayleigh-Streusignal zu sehen, allerdings außerhalb des Stabilisierungsbereiches der Jetflamme. Hierauf wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

## 7.1 Charakterisierung der Randbedingungen

Für eine fundierte Interpretation der Messergebnisse sowie für die Bereitstellung vollständiger Validierungsdaten für die numerische Simulation ist eine genaue Kenntnis der Randbedingungen notwendig. Aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit von Selbstzündprozessen (vgl. Abschnitt 2.2) sind die Temperaturrandbedingungen besonders wichtig. Einige Ergebnisse des folgenden Abschnitts wurden bereits in [43] und [44] veröffentlicht. Abbildung 7.2 zeigt die mit Hilfe von Rayleigh-Streuung im axialen Bereich  $z = 20 \pm 2,5$  mm und im radialen Bereich  $x = -10 \pm 2,5$  mm gemessene Coflowtemperatur für verschiedene Äquivalenzverhältnisse  $\phi$  (Punkte), sowie die berechnete Flammentemperatur im adiabaten Gleichgewicht für eine Frischgastemperatur von 290 K (durchgezogene Linie) [196]. Das verwendete Koordinaten-



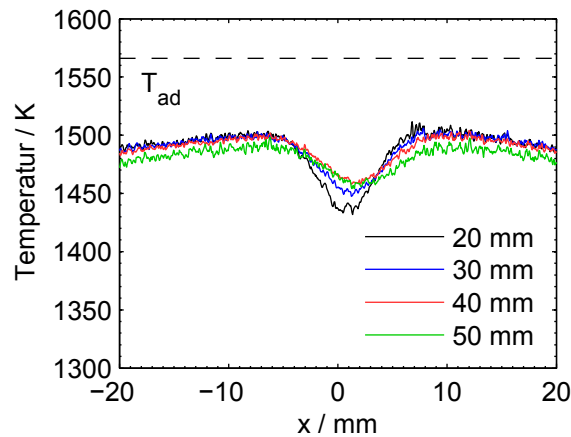
**Abb. 7.2:** Gemessene mittlere (schwarze Symbole) und adiabate (durchgezogene blaue Linie) Abgastemperatur im DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner für eine Höhe  $z = 20$  mm über der Brennstoffdüse. Die Fehlerbalken links geben oben den systematischen Fehler durch Unsicherheiten der Durchflussmesser (horizontaler Fehlerbalken) und Messunsicherheiten (vertikaler Fehlerbalken) an. Gestrichelt ist die Abgastemperatur mit einem Wärmeverlust von 4 % eingezeichnet (bereits veröffentlicht in [43]).

system hat seinen Ursprung hierbei im Zentrum der Austrittsebene der Brennstoffdüse. Der exemplarisch links oben eingezeichnete Punkt gibt die Messgenauigkeit der Massenstrommesser bzw. die daraus resultierende Unsicherheit des eingestellten Äquivalenzverhältnisses (horizontaler Fehlerbalken, s. Anhang A.3.1) und den abgeschätzten systematischen Fehler der Rayleigh-Messungen (vertikaler Fehlerbalken, s. Anhang A.3.4) wieder. Die gestrichelte Linie zeigt die Flammentemperatur mit einem angenommenen Temperaturverlust von 4 %.

Der DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner wurde hier mit einer Vielzahl von Coflowparametern mit Äquivalenzverhältnissen zwischen  $0,360 < \phi < 0,607$  betrieben. In diesem Bereich liegt die Abgastemperatur nahe dem adiabaten Gleichgewicht. Zwischen gemessener und adiabater Abgastemperatur ist durchgehend eine Temperaturabweichung von etwa 4 % zu beobachten.



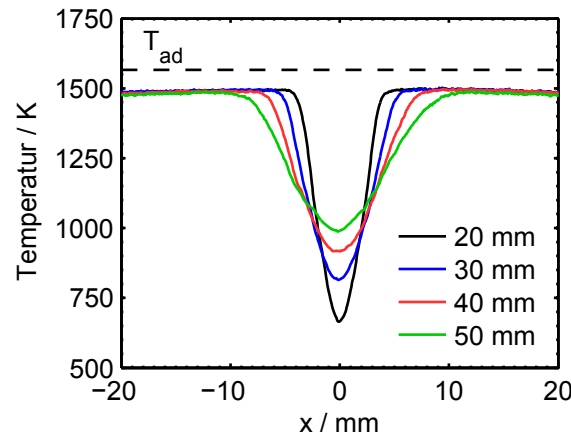
Dies wird zum einen durch Wärmeverluste der Wasserstoff-Luft-Flamme an die Brennermatrix verursacht, die die Flammentemperatur absenken. In einer Methan-Luft-Flamme können Strahlungsverluste einige 10 K Unterschied zwischen tatsächlicher und adiabater Abgastemperatur verursachen [204]. Hierbei ist hauptsächlich die Emission von  $\text{CO}_2$  für die Strahlungsverluste verantwortlich. Im Abgas einer Wasserstoffflamme sind die Strahlungsverluste deutlich geringer. Aufgrund des sehr konstanten Temperaturverlustes über einen breiten Betriebsbereich kann auf einen geringen Einfluss von Strahlungsverlusten geschlossen werden, da diese mit  $T^4$  skalieren und somit eine deutliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Auf mögliche Wärmeverluste durch Strahlung wird dennoch weiter unten nochmals eingegangen. Neben der genauen Kenntnis der Abgastemperatur ist auch die Temperaturverteilung im Brenner, d. h. der radiale und axiale Verlauf der Abgastemperatur von großer Bedeutung. Bei Untersuchungen in anderen Konfigurationen wurden im Coflow Temperaturfluktuationen bis 200 K beobachtet [24], was die Interpretation der Messergebnisse und die Definition von Randbedingungen für numerische Simulationen erschwert. Abbildung 7.3 zeigt das gemessene Temperaturprofil des DLR JHC (ohne Brennstoffstrahl) für verschiedene Höhen über dem Brenner zwischen  $z = 20$  mm und  $z = 50$  mm ( $\phi = 0,465$ ,  $T_{ad} = 1564$  K). Die Temperaturprofile



**Abb. 7.3:** Temperaturprofil des DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenners ohne Brennstoffstrahl für verschiedene Höhen über dem Brenner für ein Äquivalenzverhältnis  $\phi = 0,465$  (bereits veröffentlicht in [44]).

wurden jeweils über 50 Einzelschüsse zeitlich gemittelt (100 Einzelschüsse für  $z = 20$  mm). Zum Vergleich ist die adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  ebenfalls eingezeichnet (gestrichelte Linie). Durch den Einfluss der Brennstoffdüse, die in Kontakt mit der wassergekühlten Matrix ist, kommt es zu einem Temperaturabfall um den Bereich  $x = 0$  mm um ca. 5 % (bei  $z = 20$  mm) bzw. 2 % (bei  $z = 50$  mm). Außerhalb des Einflussbereichs der Brennstoffdüse ( $|x| > 5$  mm) stimmen die Temperaturprofile für alle axialen Positionen sehr gut miteinander überein. Die einzelnen Temperaturprofile wurden in unterschiedlichen Messreihen aufgenommen, daher können Abweichungen der Massenstromregler zwischen den einzelnen Messungen die Mess-

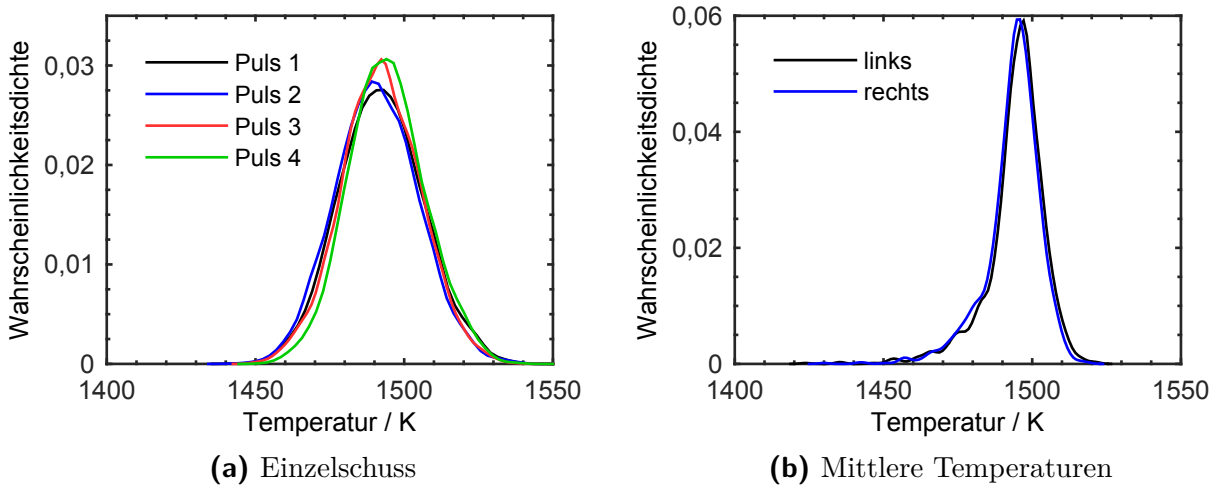
werte beeinflussen (s. auch weiter unten). Die Randbedingungen im DLR JHC sind insgesamt sehr gut reproduzierbar. An den Rändern kann ein leichter Abfall der Temperatur beobachtet werden, dieser beträgt etwa 1 – 2 %. Ein Einzug von Umgebungsluft konnte erst bei  $z > 50$  mm und  $x > 20$  mm beobachtet werden und kann somit als Ursache hierfür ausgeschlossen werden. Um einen Einfluss durch Einzug von Umgebungsluft auf die Temperaturprofile auch im Fall mit eingeschaltetem Brennstoffstrahl auszuschließen, sind in Abb. 7.4 die gleichen Temperaturprofile wie in Abb. 7.3 gezeigt, diesmal jedoch mit Brennstoffstrahl, aber vor Einsetzen von Reaktionen. Auch hier ist in den Randbereichen kein Abfall der Temperatur als Funktion



**Abb. 7.4:** Temperaturprofil des DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenners mit Brennstoffstrahl für verschiedene Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR.

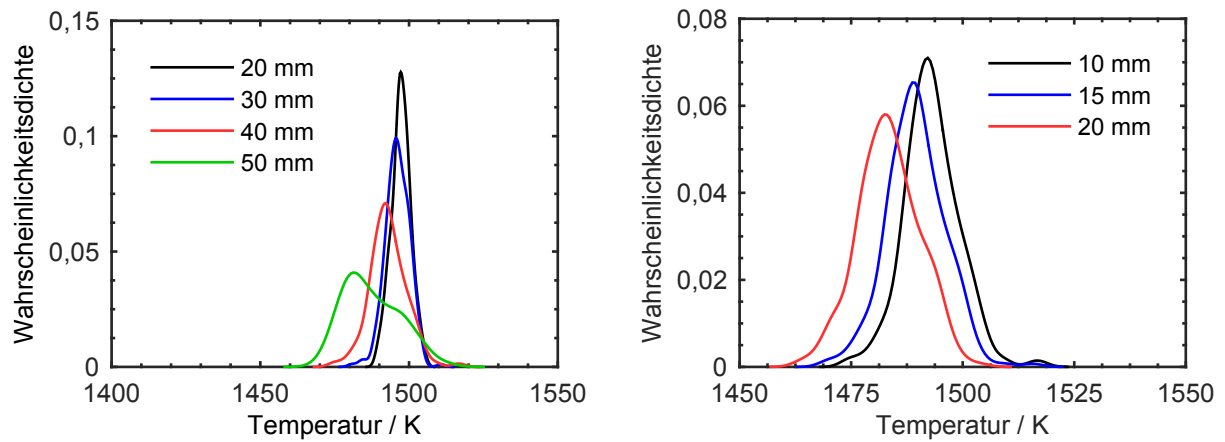
der radialen Koordinate zu erkennen, der auf einen möglichen Einzug von Raumluft hinweist. Ebenso ist hier das gleiche Verhalten wie bei den Temperaturprofilen ohne Brennstoffstrahl zu erkennen, die Temperaturen stimmen für alle Höhen über dem Brenner für Werte  $|x| > 10$  mm, d. h. außerhalb des Einflussbereichs des Brennstoffstrahls, überein. Durch Mischung des Brennstoffstrahls mit dem Coflow ist bereits bei einer Höhe von 20 mm eine deutliche Temperaturerhöhung über die Brennstofftemperatur von 300 K zu erkennen.

Zur besseren Quantifizierung der Messdaten wurden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF, *Probability Density Function*) der gemessenen Coflowtemperaturen berechnet. Abbildung 7.5 zeigt sowohl die Temperaturverteilung in einigen repräsentativen Einzelschüssen (Abb. 7.5a), als auch die Verteilung der mittleren Temperatur mehrerer Einzelschüsse links und rechts der Symmetrieachse (Abb. 7.5b). Die PDFs für die Einzelschüsse wurden im Bereich  $x = -10 \pm 2,5$  mm und  $z = 40 \pm 2,5$  mm über jeweils 8372 Datenpunkte berechnet. Die mittleren Temperaturen  $T_{mean}$  wurden über den Bereich der PDFs der Einzelschüsse gemittelt, die PDF wurde aus den Mittelwerten von 1500 Einzelschüssen bestimmt. Da die Temperaturverteilung im Coflow relativ homogen ist, geben die Temperaturstandardabweichungen  $T_{SD}$  der Einzelschüsse (Beispielhaft: Puls 1:  $T_{mean} = 1492,4$  K,  $T_{SD} = 14,56$  K) die Präzision



**Abb. 7.5:** Wahrscheinlichkeitsdichten der gemessenen Coflowtemperatur im Einzelschuss und der mittleren Temperaturen. Für die Einzelschüsse wurde die PDF aus 8372 Pixel in einem Bereich  $x = -10 \pm 2,5$  mm und  $z = 40 \pm 2,5$  mm bestimmt. Die PDFs der Mittelwerte setzen sich aus den mittleren Einzelschuss-Temperaturen im o.g. Bereich aus jeweils 1500 Einzelschüssen zusammen.

der Messung, bzw. das Signal-Rausch-Verhältnis  $SNR = T_{mean} / T_{SD} = 102,5$  wieder. Die sehr geringe Abweichung der mittleren Temperaturen zeigt die gute Reproduzierbarkeit der Messungen. Auch kann mit den Mittelwerten die radiale Symmetrie der Coflowtemperatur bestimmt werden. Der Mittelwert beträgt links der Symmetrieachse 1494,5 K und rechts der Symmetrieachse 1493,5 K, es ist also so gut wie keine Temperatur-Asymmetrie vorhanden. Die Form der PDF in der linken und rechten Brennerhälfte ist ebenfalls nahezu identisch. Die Abweichung der beiden PDFs von einer Gaußverteilung bei niedrigen Temperaturen stammt von einer geringen Abweichung des Luftmassenstroms für die Matrixflamme vom Sollwert während einer Messserie. Hierdurch war das Äquivalenzverhältnis und damit die Coflowtemperatur in einer der zehn Messserien, die hier ausgewertet wurden, leicht niedriger. Um den Effekt von Wärmeverlusten und einem damit verbundenen Temperaturabfall in axialer Richtung, sowie den radialen Temperaturabfall genauer zu quantifizieren, sind in Abb. 7.6 Wahrscheinlichkeitsdichten der Coflowtemperatur für verschiedene axiale (Abb. 7.6a) und radiale (Abb. 7.6b) Positionen aufgetragen. In den PDFs sind jeweils die mittleren Temperaturen aus 250 Einzelschüssen aufgetragen. Deutlicher als in den radialen Profilen in Abb. 7.3 ist ein, wenn auch geringer, Abfall der Coflowtemperatur mit zunehmender Höhe über dem Brenner zu erkennen. Die PDFs wurden hierbei wieder bei  $x = -10 \pm 2,5$  mm berechnet, also außerhalb des Einflussbereichs der Coflowtemperaturabsenkung durch die kalte Brennstoffdüse (vgl. Abb. 7.3). Bei  $z = 20$  mm liegt die mittlere Temperatur bei 1497,1 K (mit einer Standardabweichung von 3,36 K), bei  $z = 40$  mm bei 1494,5 K (mit einer Standardabweichung von 9,86 K). Dies entspricht einem Temperaturabfall von nur 0,2 % über 20 mm.

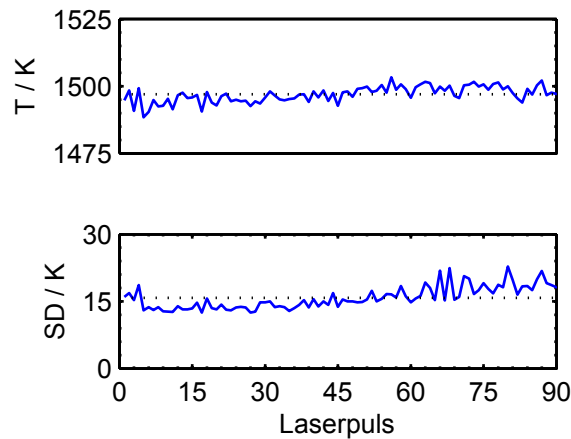


(a) Abhängigkeit der Temperatur von der axialen Position bei  $x = -10$  mm (b) Abhängigkeit der Temperatur von der radialen Position bei  $z = 40$  mm

**Abb. 7.6:** Wahrscheinlichkeitsdichte der Coflowtemperatur für verschiedene radiale und axiale Positionen (bereits veröffentlicht in [44]).

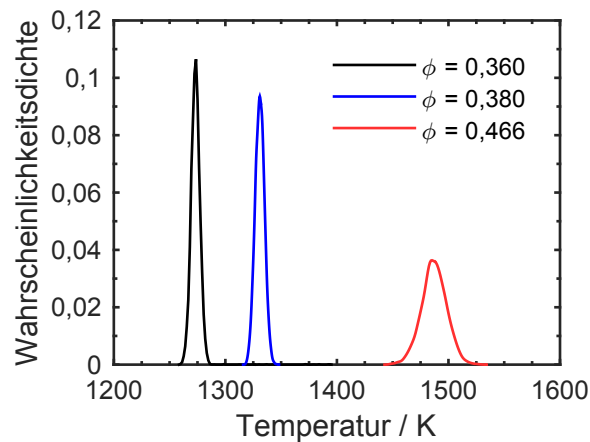
Die wahrscheinlichste Ursache für den axialen Temperaturabfall sind Strahlungsverluste, die jedoch sehr gering ausfallen. Daher kann angenommen werden, dass Strahlungsverluste nur einen geringen Anteil an der Abweichung der gemessenen Coflowtemperatur von der adiabaten Flammentemperatur haben. Auch der radiale Temperaturabfall lässt sich anhand der berechneten PDFs deutlich besser bewerten. Hierfür wurden die Temperaturen ebenfalls im Bereich  $z = 40 \pm 2,5$  mm und  $x = x \pm 2,5$  mm gemittelt. Die mittlere Temperatur sinkt von 1493 K bei  $x = 10 \pm 2,5$  mm auf 1483 K bei  $x = 20 \pm 2,5$  mm.

Nicht nur die Temperatur-Reproduzierbarkeit eines Einzelschusses ist von Bedeutung, sondern auch der Einfluss des Lasers auf die Temperaturmessung. Daher wurde untersucht, ob innerhalb eines Pulsbündels inkonsistente Temperaturmessungen auftreten, und ob die Temperaturmessung entlang eines Pulsbündels homogen ist. Abbildung 7.7 zeigt Mittelwert und Standardabweichung der Temperatur der Einzelschüsse innerhalb eines Pulsbündels. Die Temperaturen wurden im gleichen Bereich wie die weiter oben beschriebenen PDFs gemittelt. Die durchgezogene blaue Linie entspricht dem Mittelwert bzw. der Standardabweichung während den einzelnen Messungen, die gestrichelte Linie gibt den Mittelwert bzw. die Standardabweichung der Temperatur über die gesamte Messdauer wieder. Durch thermische Effekte im optischen Aufbau am optischen Isolator vor AMP 4 (s. Abschnitt 5.2.2) steigt die Divergenz des Laserstrahls mit zunehmender zeitlicher Position im Pulsbündel an. Daraus resultiert ein größerer Laserlichtschnitt in der Messstrecke, und somit eine geringere Energiedichte bei gleichbleibender Laserpulsenergie. Hierdurch sinkt das Signal-Rausch-Verhältnis und die Temperatur-Standardabweichung steigt an, wie in Abb. 7.7 zu sehen. Die gemessene Temperatur bleibt jedoch über die gesamte Messdauer konstant.



**Abb. 7.7:** Mittelwert und Standardabweichung der Temperatur im Coflow für verschiedene zeitliche Positionen in einem Pulsbündel für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR (durchgezogene Linie), sowie Mittelwert und Standardabweichung für die gesamte Messung (gestrichelte Linie) (teilweise bereits veröffentlicht in [43]).

Aufgrund der höheren Dichte des Coflow bei sinkender Coflowtemperatur hat diese einen direkten Einfluss auf die Qualität der Messung. Zur Quantifizierung dieses Effekts zeigt Abb. 7.8 PDFs der Coflowtemperatur von repräsentativen Einzelschüssen bei  $z = 40 \pm 2,5$  mm und  $x = -10 \pm 2,5$  mm für verschiedene Coflowbedingungen. Die Breite der PDFs, und damit

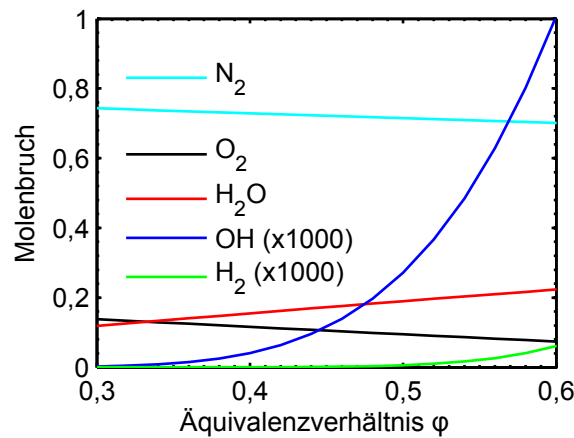


**Abb. 7.8:** Wahrscheinlichkeitsdichte der Temperatur für verschiedene Coflowparameter (bereits veröffentlicht in [43]).

gekoppelt die Standardabweichung der Temperatur, nimmt mit abnehmender Coflowtemperatur ab. Das Signal-Rausch-Verhältnis steigt unter anderem aufgrund der höheren Anzahl von streuende Moleküle im Messvolumen und der dadurch steigenden Intensität des Messsignals. Die Standardabweichung sinkt von 12,27 K bei  $\phi = 0,465$  auf 5,40 K bei  $\phi = 0,360$ , das Signal-Rausch-Verhältnis im Coflow steigt von 121 bei  $\phi = 0,465$  auf 236 bei  $\phi = 0,360$ .

Da die Zündverzugszeit eines Oxidator-Brennstoff-Gemisches nicht nur sehr sensitiv auf die

Temperatur, sondern auch auf die Konzentration einiger Radikale reagiert (vgl. Abschnitt 1.3), ist in Abb. 7.9 sowohl die berechnete Konzentration der Majoritätsspezies als auch einiger Minoritätsspezies im adiabaten Gleichgewicht dargestellt. Während sich die Konzentration der



**Abb. 7.9:** Radikal- und Majoritätsspezieskonzentration im Coflow im adiabaten Gleichgewicht für verschiedene Äquivalenzverhältnisse.

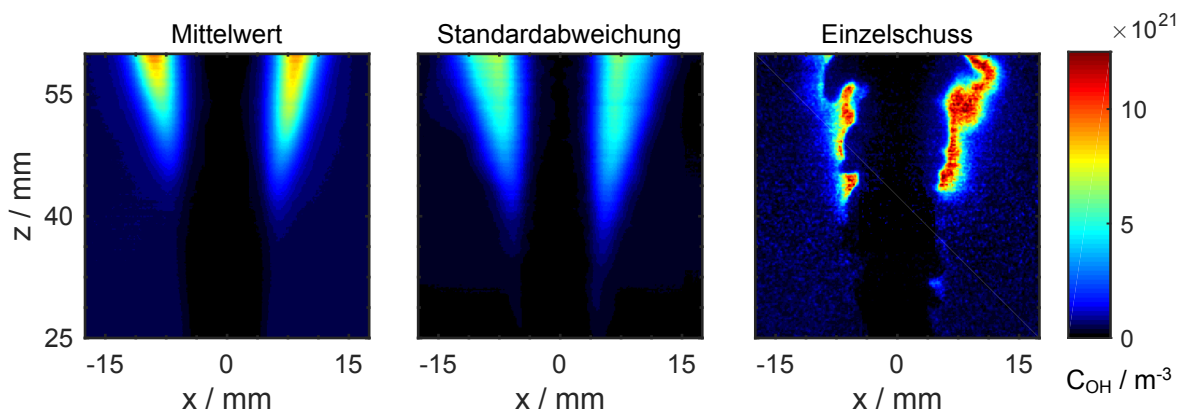
Majoritätsspezies (Stickstoff, Sauerstoff und Wasser) linear mit dem Äquivalenzverhältnis ändert, verhält sich die Konzentrationen von OH und Wasserstoff stark nichtlinear. Da OH einen starken Einfluss auf die Zündverzugszeit haben kann, ist der Verlauf der OH-Konzentration besonders interessant. Ein weiterer zu beachtender Punkt ist OH, das in der Reaktionszone der Matrixflamme im Übergleichgewicht gebildet wird. Die Übergleichgewichtskonzentration von OH hat eine Lebensdauer von etwa 3 ms [168] und kann daher, je nach Strömungsgeschwindigkeit des Coflow, bis etwa 12 mm – 24 mm über der Matrix, bzw. bis 4 mm – 16 mm über der Düse existieren.

### 7.1.1 Zusammenfassung

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Randbedingungen des DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenners detailliert charakterisiert. Die Coflowtemperatur hat eine geringe Standardabweichung und ist sehr reproduzierbar, die Temperaturprofile weisen einen flachen Verlauf auf und sind symmetrisch. Ebenso zeigt sich nur eine geringe Abhängigkeit der Temperatur von der radialen und der axialen Position im Brenner. Mit sinkender Coflowtemperatur steigt das Signal-Rausch-Verhältnis der Rayleigh-Messungen im Coflow aufgrund der zunehmenden Teilchenzahldichte im Messvolumen an. Neben der Reproduzierbarkeit des Brenners wurde auch die Abhängigkeit der gemessenen Temperatur von der zeitlichen Position der Messung im Pulsbündel untersucht. Hierbei erwiesen sich die Messungen ebenfalls als sehr reproduzierbar.

## 7.2 Stationärer Fall: Jet-in-Hot-Coflow

Im folgenden Kapitel wird zunächst der stationäre Fall, d. h. eine abgehobene Jetflamme in einem heißen Coflow, behandelt. Nach einem kurzen Überblick wird auf das Verhalten aktiver und passiver Skalare eingegangen. Dies dient zum einen zur Dokumentation von Validierungsdaten für numerische Simulationen, zum anderen wird der Stabilisierungsmechanismus der abgehobenen Jetflamme analysiert. Anschließend wird auf die verschiedenen möglichen Definitionen der Abhebehöhe der Jetflamme, auf die Reproduzierbarkeit der Messungen sowie auf die nötige physikalische Rechenzeit von numerischen Simulationen für eine vollständig konvergierte Statistik eingegangen. Abschließend wird der Einfluss von Randbedingungen wie Coflow- und Jetgeschwindigkeit sowie Coflowtemperatur auf die Abhebehöhe besprochen. Abbildung 7.10 zeigt eine Übersicht über die stationäre Flamme. Links ist der Mittelwert der OH-Konzentration, gemessen mit OH PLIF, dargestellt, in der Mitte die Standardabweichung und rechts ein beispielhafter Einzelschuss. Das Mittelwertbild zeigt eine abgehobene

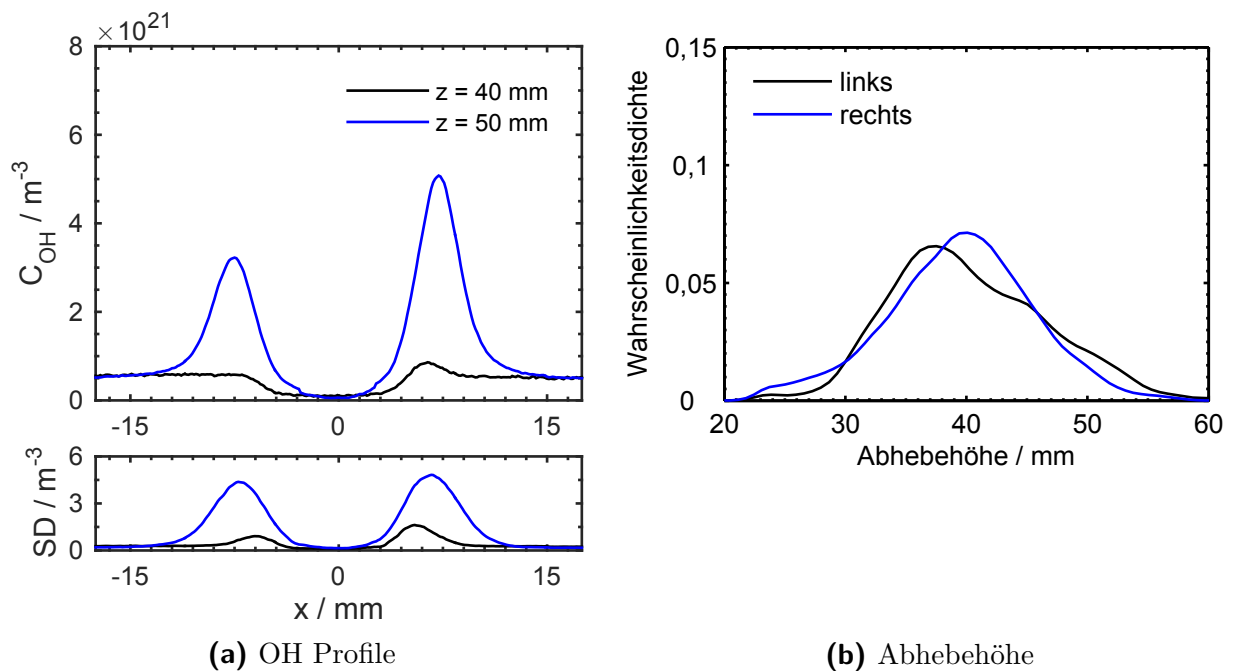


**Abb. 7.10:** Mittelwert (links), Standardabweichung (Mitte) und Einzelschuss (rechts) von OH PLIF für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Die Farbskala zeigt die OH-Konzentration in  $\text{m}^{-3}$ .

Jetflamme, der dunkle Bereich in der Mitte repräsentiert den einströmenden, kalten Methan-Freistrah, die großflächige, niedrige OH-Konzentration links und rechts des einströmenden Jets ist OH aus dem Coflow, das dort entsprechend der Coflowtemperatur in seiner Gleichgewichtskonzentration vorliegt. Die Abhebehöhe liegt etwa 40 mm über der Brennstoffdüse, die Standardabweichung der OH-Konzentration zeigt jedoch deutliche Schwankungen der Abhebehöhe, auch deutlich unterhalb der im Mittelwertbild erkennbaren Abhebehöhe. Diese Fluktuationen treten ab einer Höhe von etwa 30 mm über dem Brenner auf. Weder im Jetkern, noch im Coflow tritt eine nennenswerte Fluktuation der OH-Konzentration auf. Das Einzelschussbild zeigt das instantane Verhalten der Flamme. Die Flammenfront ist wellig, teilweise sind auch Flammenlöcher und lokale Verlöschung zu erkennen (z. B. bei  $z = 45 \text{ mm}$

und  $x = -5$  mm). Bei  $z = 28$  mm ist ein leichter Anstieg der OH-Konzentration zu erkennen, was auf eventuelle Selbstzündung hinweist. Eine weitere Ursache kann auch ein brennendes Fluidelement außerhalb der Messebene sein, das nur am Rand vom Laserlichtschnitt getroffen wird. Zur Unterscheidung der beiden möglichen Ursachen ist eine räumlich integrierte Messung, z. B. mit Chemolumineszenz hilfreich, wie sie weiter unten besprochen wird.

Jet-in-Hot-Coflow-Flammen reagieren extrem sensitiv auf die Randbedingungen, was in den folgenden Kapiteln genauer besprochen wird. Bei genauer Betrachtung von Abb. 7.10 ist eine leichte Asymmetrie der Flamme zu erkennen, d. h. die Abhebehöhe links der Symmetrieachse ist höher als die Abhebehöhe rechts der Symmetrieachse. Um diesen Effekt genauer zu betrachten, zeigt Abb. 7.11 radiale Profile des Mittelwerts und der Standardabweichung der OH-Konzentration sowie Wahrscheinlichkeitsdichten der Abhebehöhe links und rechts der Symmetrieachse. In den Profilen der OH-Konzentration ist eine deutliche Asymmetrie zu



**Abb. 7.11:** Symmetrie der Flamme. a) Profile des Mittelwerts und der Standardabweichung der OH-Konzentration für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R bei  $z = 40$  mm und  $z = 50$  mm. b) Wahrscheinlichkeitsdichte der Abhebehöhe links und rechts der Symmetrieachse für den selben Betriebspunkt.

erkennen, mit niedrigeren OH-Konzentrationen links der Symmetrieachse. Dieser Effekt ist sowohl bei  $z = 40$  mm als auch bei  $z = 50$  mm zu beobachten. In der Standardabweichung der OH-Konzentration hingegen ist die Asymmetrie deutlich schwächer ausgeprägt, hier ist lediglich ein geringer Unterschied bei  $z = 40$  mm (nahe der Flammenwurzel) zu erkennen, bei  $z = 50$  mm ist die Standardabweichung der OH-Konzentration nahezu symmetrisch.

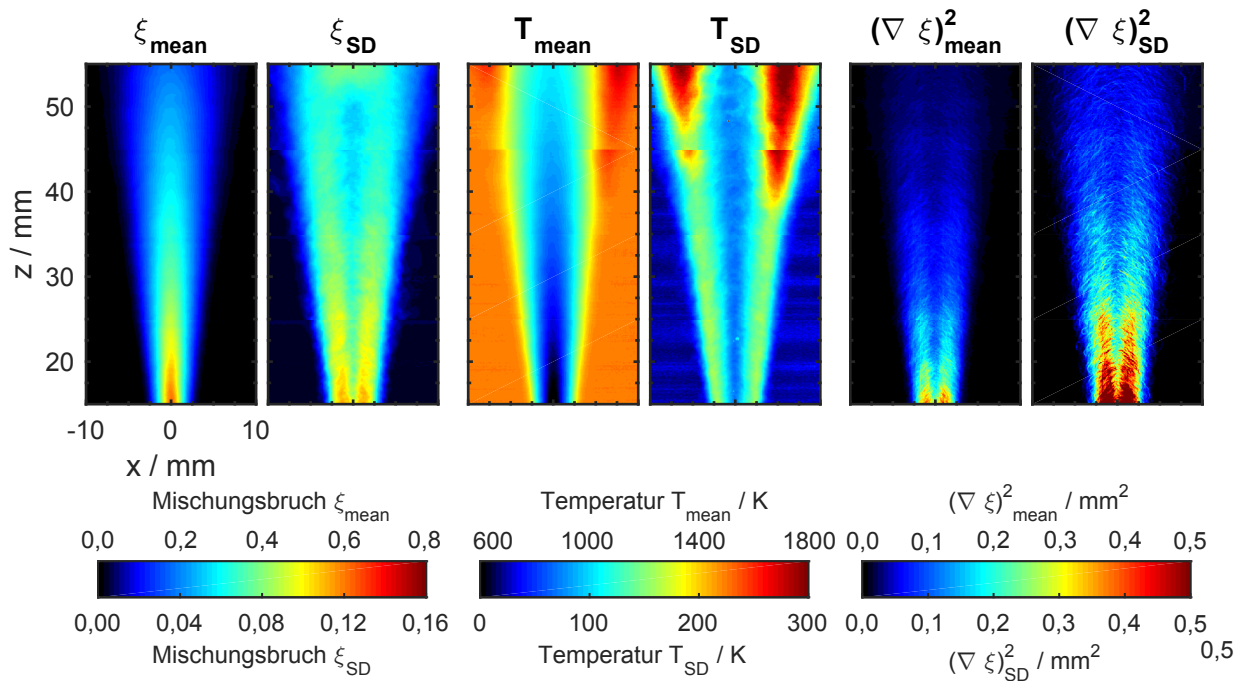
Betrachtet man die Wahrscheinlichkeitsdichte der Abhebehöhe links und rechts der Symme-



trieachse, so ist zunächst kein signifikanter Unterschied zu erkennen. Interessanterweise ist die wahrscheinlichste Abhebehöhe links niedriger als rechts, der Mittelwert der Abhebehöhe beträgt links 39,4 mm und rechts 40,1 mm, der Unterschied ist jedoch gering. Die Ursache der Asymmetrie der Abhebehöhe konnte nicht zweifelsfrei gefunden werden, da, wie in Abschnitt 7.1 besprochen, keine Asymmetrie in den Temperaturrandbedingungen festgestellt werden konnte. Auch die Profile des Mischungsbruchs, die im nächsten Abschnitt besprochen werden, weisen keine Asymmetrie auf. Eine mögliche Ursache ist daher ein asymmetrisches Profil der Strömungsgeschwindigkeit des Jets oder des Coflow.

### 7.2.1 Betrachtung aktiver und passiver Skalare

Einen detaillierten Einblick in das Verhalten einer Flamme bietet der thermochemische Zustand. Hierzu wurden Mischungsbruch, Temperatur und OH-Konzentration gemessen. Zum besseren Verständnis der im Folgenden gezeigten Profile ist in Abb. 7.12 eine zusammengesetzte 2D-Verteilung von Mischungsbruch, Temperatur und des quadrierten Mischungsbruchgradienten als Maß für die skalare Dissipationsrate dargestellt. Die Mittelwerte und



**Abb. 7.12:** Zweidimensionale Verteilung des Mittelwerts und der Standardabweichung von Mischungsbruch, Temperatur und dem quadrierten Gradienten des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipationsrate für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R/NR.

Standardabweichungen wurden hierbei bei vier verschiedenen axialen Positionen des Laserlichtschnitts gemessen und auf Basis von jeweils 550 teilweise statistisch unabhängigen

Einzelsschüssen gemittelt. Der Mischungsbruch (und damit auch die skalare Dissipationsrate) wurde nur im nicht-reagierenden Fall gemessen, die Temperatur konnte im reagierenden und im nicht-reagierenden Fall gemessen werden, die OH-Konzentration wurde im reagierenden Fall gemessen. Der nicht-reagierende Fall bezieht sich hierbei auf die transiente Brennstoffeindüsung, und zwar zu dem Zeitpunkt, zu dem der Jet bereits im stationären Zustand ist, aber noch keine Verbrennungsreaktionen eingesetzt haben. Genauer wird dieses Verhalten in Abschnitt 7.3.2 besprochen.

In Abb. 7.12 sind gut der abnehmende Mischungsbruch und die zunehmende Mischungstemperatur auf der Jetachse mit steigender axialer Position zu erkennen. Die stärksten Fluktuationen von Mischungsbruch und Temperatur treten jeweils in der Scherschicht auf. Ebenso liegen die höchsten skalaren Dissipationsraten in der Scherschicht. Die mittlere skalare Dissipationsrate nimmt jedoch mit zunehmender axialer Position ab. Die Temperaturfelder zeigen bei  $z = 50 \pm 5$  mm eine Abweichung von den restlichen Messungen. Wie bereits in Abschnitt 7.1 besprochen, sind die Temperaturen bei den Messungen um  $z = 50$  mm aufgrund von Abweichungen der Coflow-Massenströme vom Istwert leicht niedriger, daher stabilisiert die Flamme weiter stromab. Hierdurch lassen sich auch die in Abb. 7.12 beobachteten Diskontinuitäten der Temperatur erklären.

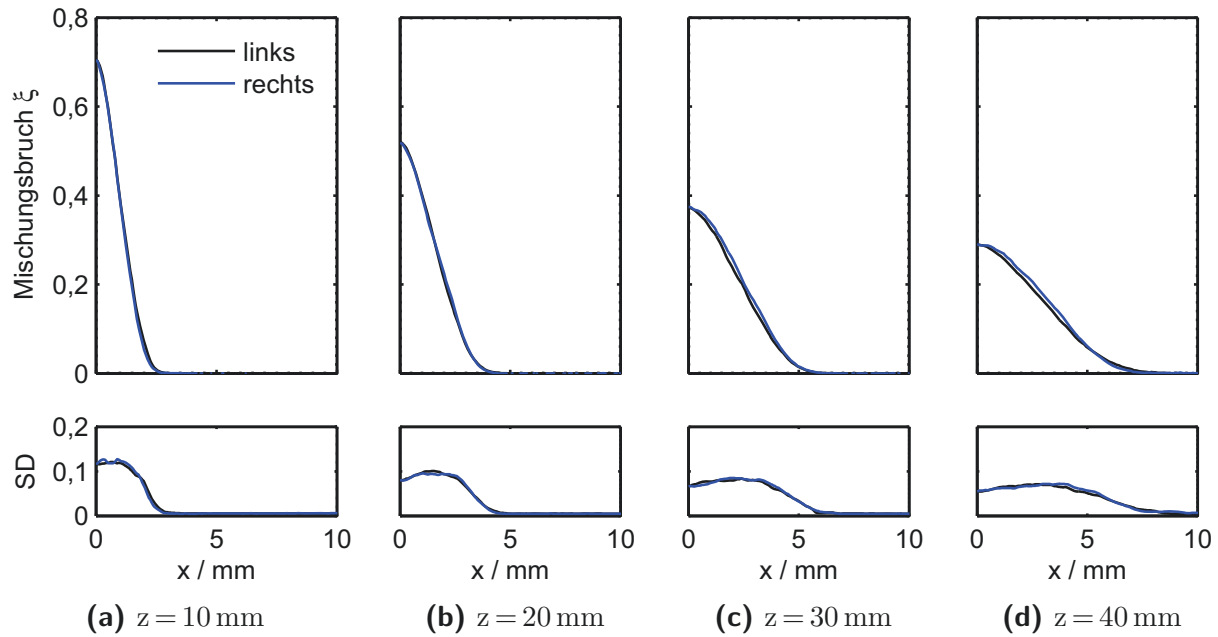
### 7.2.1.1 Mischungsbruch

Abbildung 7.13 zeigt Profile von Mittelwert und Standardabweichung des Mischungsbruchs für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR für verschiedene Höhen über dem Brenner. Längs der Symmetrieachse des Freistrahls (bei  $x = 0$  mm) nimmt der mittlere Mischungsbruch aufgrund des Mischungsfortschritts mit zunehmender axialer Position deutlich ab. Ebenso nimmt die Breite der Profile durch die Strahlaufweitung mit zunehmender axialer Position zu.

Der Maximalwert der Standardabweichung findet sich in der Scherschicht zwischen Jet und Coflow und fällt recht genau mit der Halbwertsbreite des Mittelwerts (Abfall des Mittelwerts auf 50 % des Wertes auf der Symmetrieachse) und dem maximalen Gradienten des mittleren Mischungsbruchs zusammen. Auch hier nimmt mit zunehmender axialer Position der Maximalwert ab und die Verteilung der Mischungsbruchfluktuationen wird breiter.

### 7.2.1.2 Selbstähnlichkeit der Mischungsbruchprofile

Die Profile verschiedener Größen, wie z. B. der axialen Geschwindigkeitskomponente oder des Mischungsbruchs unterliegen in Freistrahlen der sogenannten Selbstähnlichkeit, wie in Abschnitt 3.1 besprochen wurde. Dies bedeutet, dass die Profile der entsprechenden Größen

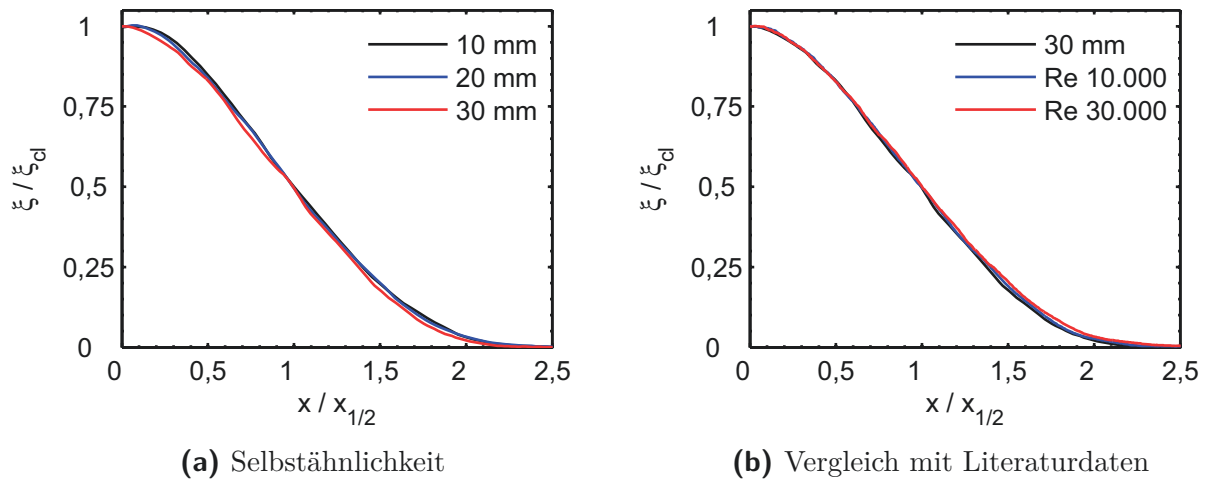


**Abb. 7.13:** Mittelwerte und Varianzen des Mischungsbruchs (vor Einsetzen der Verbrennung) bei verschiedenen Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR.

bei passender Normierung aufeinander fallen, und zwar unabhängig von der Reynolds-Zahl. Hierbei wird der Mischungsbruch auf den mittleren Mischungsbruch  $\xi_{cl}$  auf der Symmetriachse des Freistrahls normiert, die radiale Koordinate wird auf die  $x_{1/2}$  Koordinate normiert, d. h. die Koordinate, bei der der mittlere Mischungsbruch 50 % des Wertes auf der Symmetriachse erreicht. Abbildung 7.14 zeigt die entsprechend normierten Profile für den Mischungsbruch im nicht-reagierenden Fall für verschiedene Höhen über dem Brenner (Abb. 7.14a), sowie einen Vergleich mit Literaturdaten aus [43] (Abb. 7.14b). Die Literaturdaten repräsentieren hierbei einen kalten, nicht-reagierende Propan-Freistrahls in einem langsamen Luft-Coflow ( $v_{coflow} = 0,3 \text{ m/s}$ ), mit einer Brennstoff- und Coflowtemperatur von jeweils  $T = 300 \text{ K}$  und mit Reynolds-Zahlen von  $Re = 10.000$  und  $Re = 30.000$ . Die Mischungsbruchprofile für  $z = 10 \text{ mm}$ ,  $20 \text{ mm}$  und  $30 \text{ mm}$  fallen alle übereinander (Abb. 7.14a), ebenso die Profile für  $z = 40 \text{ mm}$  und  $50 \text{ mm}$  (hier nicht gezeigt). Weiterhin fällt das im DLR JHC gemessene Mischungsbruchprofil bei  $z = 30 \text{ mm}$  (entspricht  $z/D = 20$ ) mit Mischungsbruchprofilen von Propan-Freistrahlen aus der Literatur bei der gleichen dimensionslosen axialen Position übereinander.

### 7.2.1.3 Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Mischungsbruchs

Zur Bewertung der Verteilung und der Varianz des Mischungsbruchs zeigt Abb. 7.15 Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen für verschiedene axiale und radiale Positionen bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wurde jeweils über ein



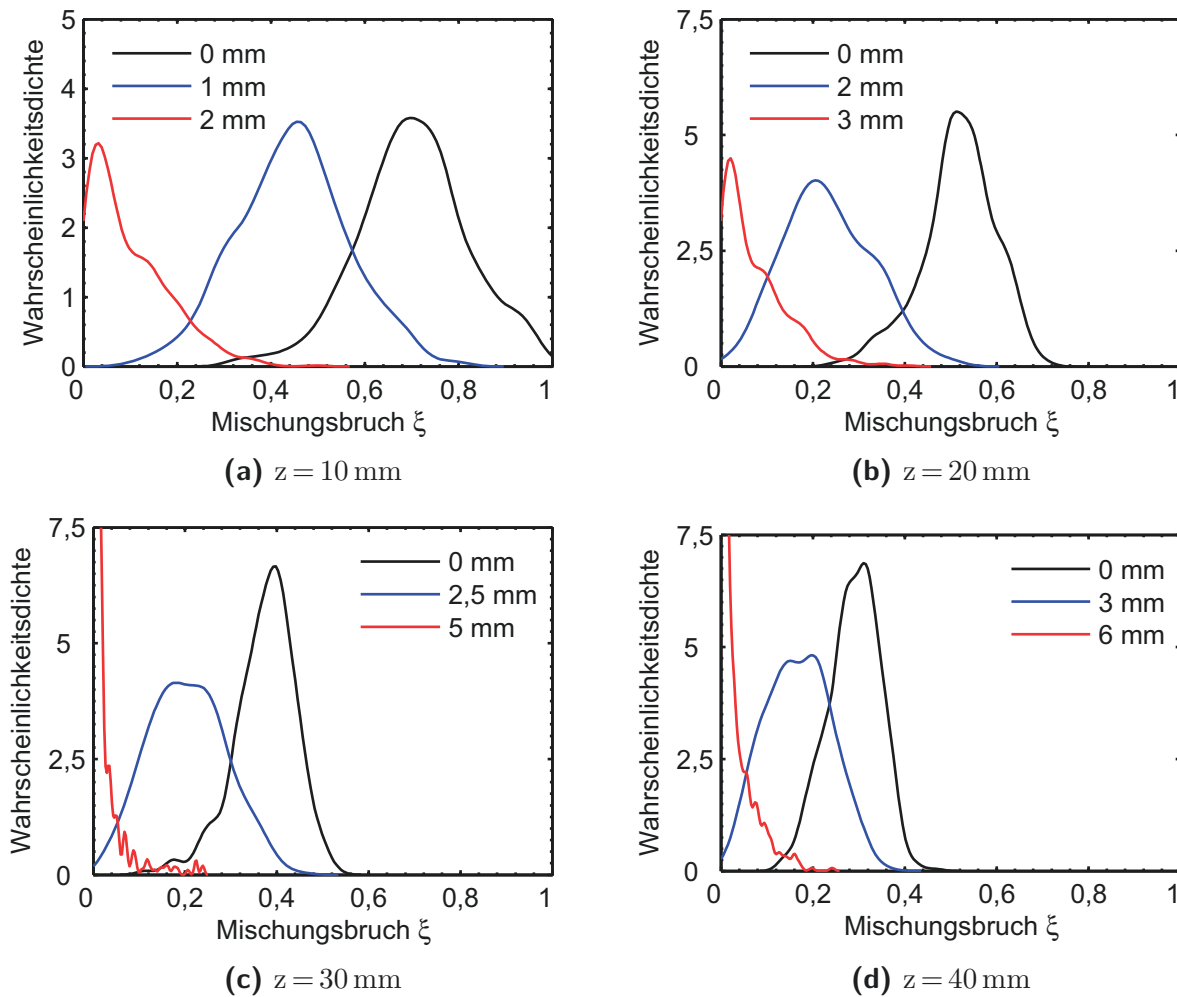
**Abb. 7.14:** Selbstähnlichkeit der Mischungsbruchprofile im nicht-reagierenden Fall: (a) Selbstähnlichkeit der Profile bei verschiedenen Höhen (b) Selbstähnlichkeit bei  $z/D = 20$  (schwarze Kurve) im Vergleich zu Literaturdaten (blaue und rote Kurve, nach [43]).

Pixel bei 50 individuellen Messserien und 11 Einzelbildern aufgenommen, so dass jede PDF aus 550 Einzelschussmessungen zusammengesetzt ist. Bei jeder axialen Position wurden die Mischungsbruch-PDFs auf der Symmetrieachse des Freistrahls (schwarze Kurven,  $x = 0$  mm), in der Scherschicht (Maximum der Standardabweichung, blaue Kurven) und im Übergangsbereich zum Coflow (an dem Punkt, an dem die Standardabweichung des Mischungsbruchs auf 50 % des Maximalwertes abfällt, rote Kurve) erstellt.

Bereits bei  $z = 10$  mm zeigt sich auf der Symmetrieachse eine breite Verteilung von Mischungszuständen zwischen  $\xi = 1$  (reiner Brennstoff) und  $\xi = 0,3$ . Der stöchiometrische Mischungsbruch beträgt für den vorliegenden Betriebspunkt  $\xi_{st} = 0,0297$ . Das Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung entspricht hier dem Mittelwert auf der Symmetrieachse von  $\xi_{cl} = 0,7$ . In der Scherschicht ( $x = 1$  mm) ist die Mischung bereits deutlich weiter fortgeschritten und die Verteilung des Mischungsbruchs ist zu kleineren Werten verschoben. Im Übergangsbereich zum Coflow sind noch Mischungsbrüche bis etwa  $\xi = 0,3$  zu beobachten, das Maximum der Verteilung liegt jedoch nahe  $\xi = 0$ . Mit zunehmender axialer Position wird die Verteilung auf der Symmetrieachse immer schmäler, ebenso in der Scherschicht. Im Übergangsbereich zum Coflow sind bei höheren axialen Positionen immer weniger Werte mit  $\xi > 0$  zu beobachten.

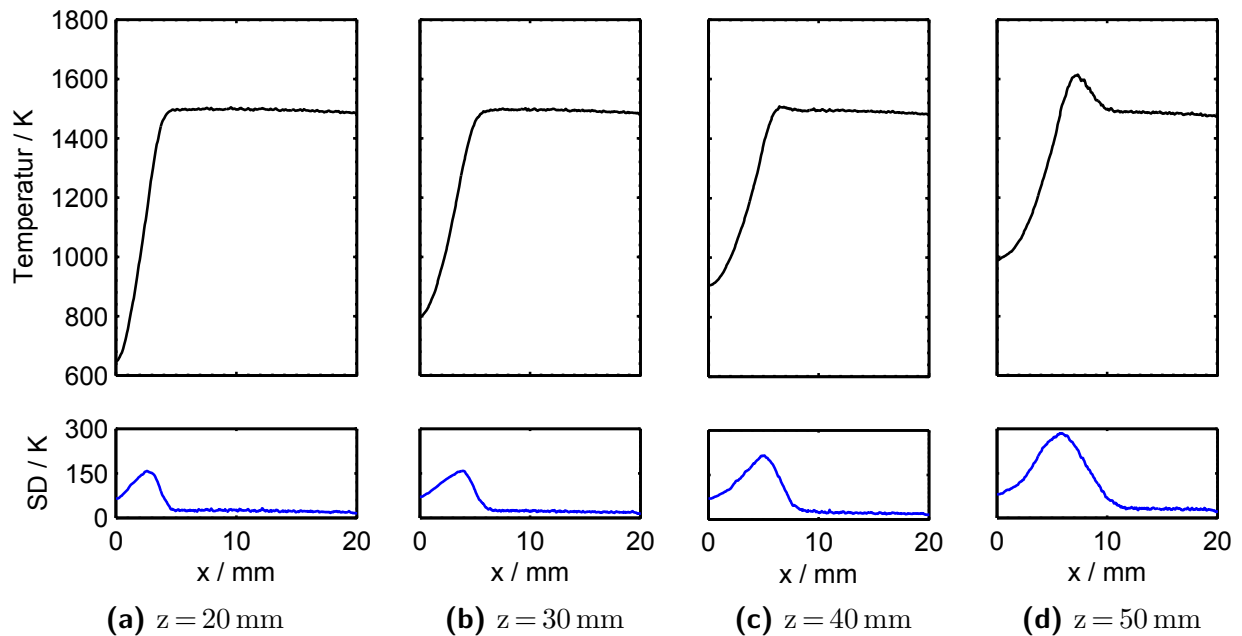
#### 7.2.1.4 Temperatur

Abbildung 7.16 zeigt radiale Profile der Mittelwerte und Varianzen der Temperatur für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R für verschiedene Höhen über dem Brenner. Bei  $z = 30$  mm und  $z = 40$  mm ist in den Mittelwerten bei  $x \approx 5$  mm eine Temperaturerhöhung durch die



**Abb. 7.15:** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des Mischungsbruchs im nicht-reagierenden Fall bei verschiedenen radialen Positionen und verschiedenen Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-NR.

Freistrahlf Flamme zu sehen. Die Temperaturprofile zeigen im Bereich des Coflow ( $x > 5 \text{ mm}$ ) einen sehr homogenen Verlauf mit geringen Standardabweichungen in der Größenordnung von etwa 20 K. Da die Temperaturen ohne räumliche Mittelung gemessen wurden, repräsentiert die Standardabweichung nicht nur Temperaturfluktuationen, sondern auch das Signal-Rausch-Verhältnis im Coflow. Die tatsächliche Varianz der Temperatur ist geringer (etwa 10 K), wie in Abschnitt 7.1 erläutert wurde. Ein Einfluss von Einzug von Umgebungsluft auf die Temperaturprofile ist nicht zu beobachten. Ein Temperaturanstieg durch Verbrennung ist in den Mittelwerten ab  $z = 40 \text{ mm}$  zu erkennen. Die Maximaltemperaturen bei den untersuchten axialen Positionen (hier nicht gezeigt) weisen ab  $z = 30 \text{ mm}$  Werte oberhalb der Coflowtemperatur auf, was auf Verbrennungsreaktionen hinweist. Bei niedrigeren axialen Positionen ist ein deutlicher Einfluss der Mischung auf die Temperaturprofile ersichtlich, hier insbesondere bei Betrachtung der Standardabweichung, die für alle betrachteten axialen Positionen in der



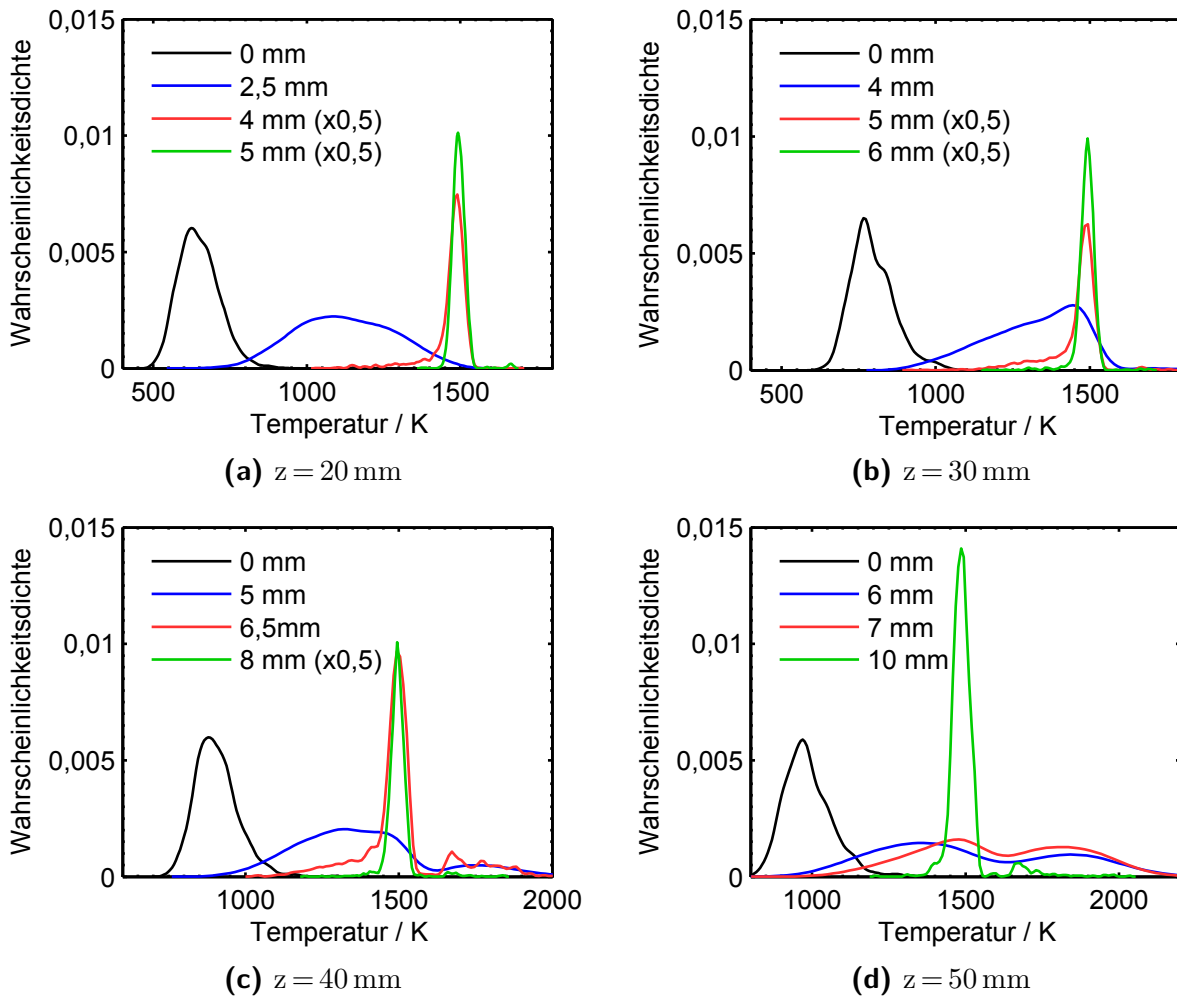
**Abb. 7.16:** Mittelwerte und Standardabweichung der Temperatur bei verschiedenen Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R.

Scherschicht zwischen Coflow und Jet ihr Maximum erreicht.

Genauer können die Temperaturverteilungen und -varianzen bei verschiedenen axialen Positionen anhand von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Temperatur, die in Abb. 7.17 dargestellt sind, betrachtet werden. Wie die Mischungsbruch-PDFs wurden die Temperatur-PDFs jeweils aus 550 Einzelschüssen berechnet. Die PDFs wurden jeweils auf der Symmetrieachse des Freistrahls ( $x=0 \text{ mm}$ ), in der Scherschicht (entspricht dem Maximum der Standardabweichung der Temperatur), in der Reaktionszone (entspricht dem Maximum im Temperaturprofil), bzw. unterhalb der Abhebehöhe der Flamme am Übergang von Mischungszone zu Coflow und am Rand des Coflow (Abfall der Standardabweichung der Temperatur auf den Wert im Coflow) ausgewertet.

Auf der Symmetrieachse (schwarze Kurven) steigt die mittlere Temperatur durch die fortschreitende Mischung mit höherer axialer Position an. Die Breite der Temperaturverteilung auf der Symmetrieachse ändert sich nicht wesentlich. In der Scherschicht steigt die mittlere Temperatur mit ansteigender axialer Position ebenfalls an, und die Anzahl an Messwerten nahe der Coflowtemperatur nimmt zu. Bei  $z = 40 \text{ mm}$  und  $z = 50 \text{ mm}$  sind durch Einsetzen von Verbrennungsreaktionen Temperaturen oberhalb der Coflowtemperatur in der Scherschicht zu beobachten.

Bei  $z = 30 \text{ mm}$  verbreitert sich in der Scherschicht bei  $x = 4 \text{ mm}$  die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und es treten Temperaturen leicht über der Coflowtemperatur auf. Bei dieser Position sind einzelne Flammenereignisse zu beobachten, die jedoch nur einen leichten

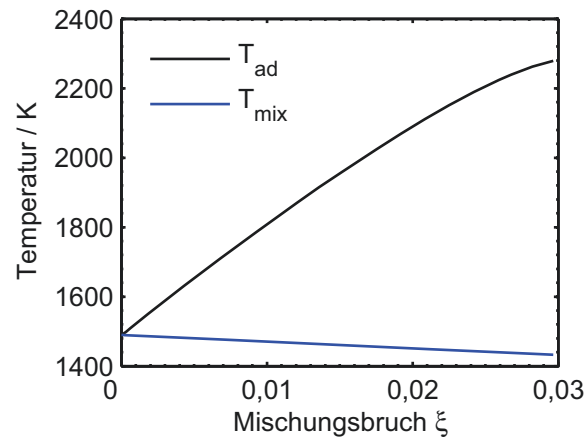


**Abb. 7.17:** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Temperatur bei verschiedenen radialen Positionen für verschiedene Höhen über dem Brenner (Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R). Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Temperatur-Achsen. Die Wahrscheinlichkeitsdichten wurden der besseren Übersicht halber teilweise mit einem Faktor 0,5 skaliert.

Temperaturanstieg hervorrufen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist Selbstzündung. Da diese bei sehr mageren Mischungen stattfindet, liegt die adiabate Flammentemperatur solcher Mischungen nur knapp oberhalb der Coflowtemperatur. Ein Beispiel für ein solches Ereignis wird im folgenden Abschnitt 7.2.1.5 anhand eines Einzelschusses diskutiert. Bei  $z = 30$  mm und  $x = 5$  mm ist am Übergang vom Jet zum Coflow ein leichter Anstieg der PDF bei einer Temperatur von ca. 1800 K erkennbar. Auch dieses Ereignis kann durch eine Flammenreaktion bei dieser Position erklärt werden. Hier ist allerdings wahrscheinlich Flammenpropagation in die Messposition hinein für den Temperaturanstieg verantwortlich, wie in Abschnitt 7.2.1.5 näher ausgeführt wird. Gut zu sehen ist auch der Unterschied der Form der Temperatur-PDFs. Bei  $x = 4$  mm ist eine Verbreiterung der PDF durch eine

Temperaturerhöhung durch Selbstzündung zu sehen. Bei  $x = 5$  mm zeigt die PDF durch die höhere Temperatur der Flamme eine Bimodalität.

Zur Unterstützung der Interpretation der Messergebnisse zeigt Abb. 7.18 die berechnete Mischungstemperatur und die zugehörige adiabate Flammentemperatur für Coflow-Methan-Mischungen mit  $0 < \xi < \xi_{st}$ . Der stöchiometrische Mischungsbruch beträgt hier  $\xi_{st} = 0,0297$ . Eine Temperatur von 1800 K entspricht etwa der adiabaten Flammentemperatur einer



**Abb. 7.18:** Mischungstemperatur  $T_{mix}$  und adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  für Coflow-Methan-Mischungen im mageren Bereich für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Der stöchiometrische Mischungsbruch beträgt  $\xi_{st} = 0,0297$ .

Mischung mit  $\xi = 0,01$ , also etwa einem Drittel des stöchiometrischen Mischungsbruchs. Der Mischungsbruch mit maximaler laminarer Flammengeschwindigkeit liegt in der vorliegenden Konfiguration nahe am stöchiometrischen Mischungsbruch, somit ist bei einer Temperaturerhöhung durch Flammenpropagation ein deutlich höherer Temperaturanstieg (auf etwa 2250 K) zu erwarten. Solch hohe Temperaturen sind aber bei dieser axialen Position nicht zu beobachten. Des Weiteren können Temperaturen weit unterhalb der stöchiometrischen adiabaten Flammentemperatur auch von zündenden Gemischen stammen, die noch nicht voll ausreagiert sind, d. h. die das adiabate Gleichgewicht und damit die adiabate Flammentemperatur noch nicht erreicht haben. Auch hier ist Selbstzündung die Ursache für die Beobachtungen, und nicht Flammenpropagation. Detailliert wird auf die erwarteten laminaren Flammengeschwindigkeiten im Anhang in Abschnitt A.1 eingegangen. In der Literatur wurde in anderen JHC Konfigurationen ein ähnliches Verhalten beobachtet. So fanden Cabra et al. [22] in der Flammenstabilisierungszone einer  $H_2/N_2$  Flamme eine breite Temperaturverteilung. In Jetflammen in einem kalten Coflow, in denen die Flammenstabilisierung durch Flammenpropagation erfolgt, ist jedoch eine klare Bimodalität der Temperaturverteilung zu beobachten [207, 208].

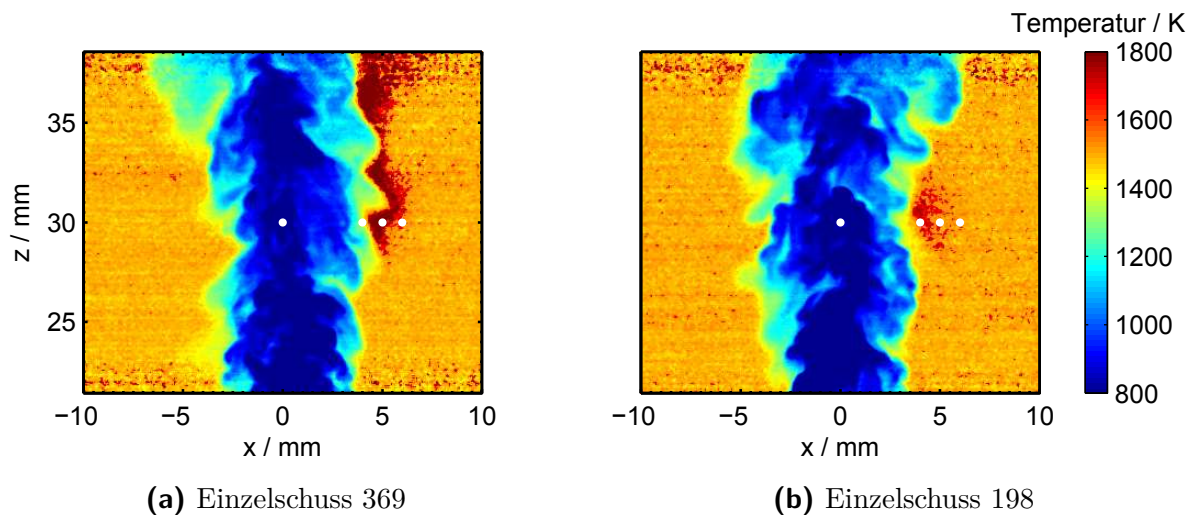
Bei höheren axialen Positionen erreicht die Temperatur in der Reaktionszone immer höhere Werte, bis sie bei  $z = 50$  mm Werte bis hin zur stöchiometrischen adiabaten Flammen-



temperatur erreicht. Bei  $z = 40$  mm und  $z = 50$  mm ist zudem eine deutlich ansteigende Bimodalität der Temperatur in der Reaktionszone und im Coflow zu erkennen. Hier liegen die Temperaturen teilweise nahe der Coflowtemperatur, sowie durch auftretende Mischung auch darunter. Teilweise liegen sie auch deutlich oberhalb der Coflowtemperatur. Letzteres lässt auf reagierende Gebiete schließen. Zwischen den beiden Bereichen ist ein Abfall der Wahrscheinlichkeitsdichte zu sehen, die Verteilung ist also bimodal.

### 7.2.1.5 Repräsentative Temperatureinzelschüsse zur Interpretation der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Um die anhand der Temperatur-PDFs gewonnenen Erkenntnisse weiter zu vertiefen, ist eine Betrachtung von Temperatur-Einzelschüssen hilfreich. In Abb. 7.19 sind zwei repräsentative Einzelschüsse dargestellt, die an den Punkten, an denen die Temperatur-PDFs ausgewertet wurden, eine erhöhte Temperatur zeigen. Die weißen Symbole in Abb. 7.19 markieren hierbei



**Abb. 7.19:** Temperatureinzelschüsse bei  $z = 30$  mm. Einzelschuss 369 repräsentiert einen Fall, in dem Flammenpropagation für eine Temperaturerhöhung im Messvolumen verantwortlich ist, Einzelschuss 198 einen Fall, in dem Selbstzündung für die Temperaturerhöhung verantwortlich ist. Die weißen Symbole repräsentieren die Punkte, an denen die PDFs der Temperatur ausgewertet wurden.

die Positionen, an denen die PDFs erstellt wurden. Einzelschuss 369 (Abb. 7.19a) zeigt einen Fall, bei dem eine Temperaturerhöhung durch Flammenpropagation beobachtet werden kann. Man erkennt auf der rechten Seite des Brennstoffstrahls bei  $z > 28$  mm deutlich eine geschlossene Reaktionszone, die durch ein Gebiet erhöhter Temperatur, d. h. ein Gebiet mit Temperaturen oberhalb der Coflowtemperatur von  $T_{\text{coflow}} \approx 1500$  K, gekennzeichnet ist. Die

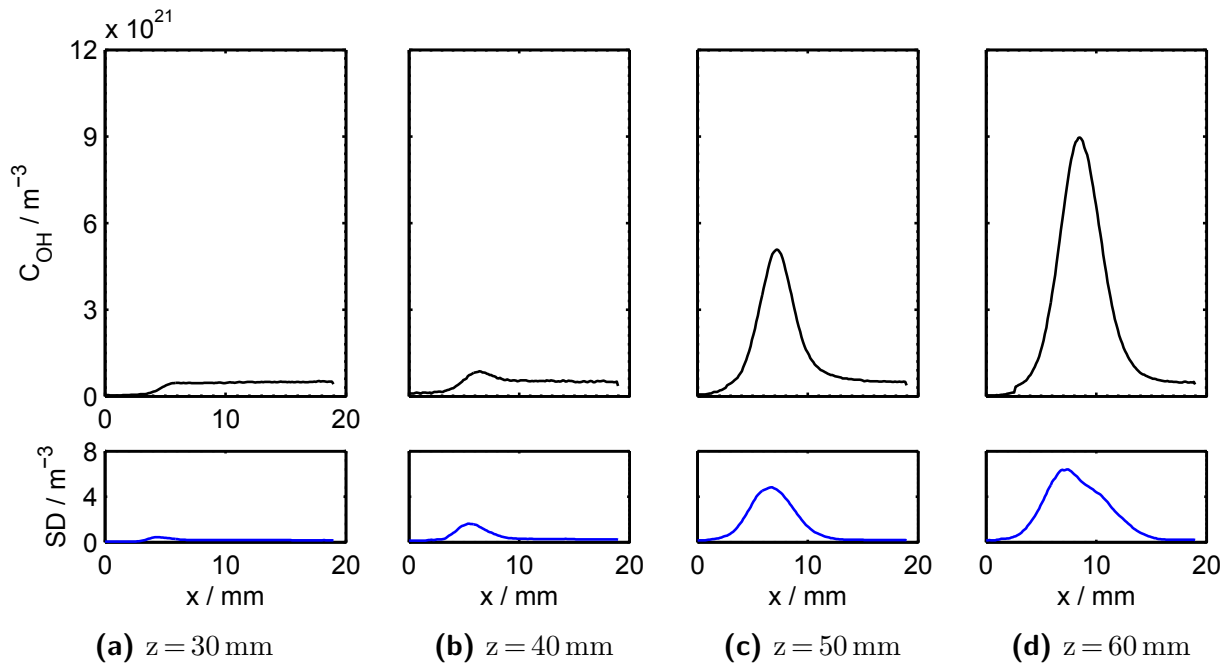
maximale Temperatur bei  $z = 30$  mm, also der axialen Position, bei der die Temperatur-PDFs ausgewertet wurden, beträgt hier etwa 1900 K. In der gesamten Reaktionszone im Bildausschnitt treten Temperaturen bis etwa 2000 K auf.

Der in Abb. 7.19b dargestellte Temperatur-Einzelschuss zeigt ein anderes Verhalten. Auch hier ist bei  $z = 30$  mm ein Gebiet mit erhöhter Temperatur zu sehen, jedoch ist dieses Gebiet räumlich stark begrenzt und nur zwischen  $z = 29$  mm und  $z = 32$  mm zu beobachten. Ebenso sind die hier zu beobachteten Temperaturen deutlich niedriger. Bei  $z = 30$  mm beträgt die maximale Temperatur etwa 1750 K, im gesamten beobachteten Reaktionsgebiet treten Temperaturen bis etwa 1800 K auf. Dieses Ereignis repräsentiert einen Zündkern, der sich unterhalb der Flammenwurzel bildet. Auf das Auftreten solcher Ereignisse wird in Abschnitt 7.2.2 detailliert eingegangen. Da Selbstzündung in der vorliegenden Konfiguration bei sehr mageren Mischungsbrüchen  $\xi \ll \xi_{st}$  erwartet wird (vgl. Abschnitt 2.6 und 7.6) sind auch die erwarteten Temperaturen in einem Zündkern geringer, da die adiabate Flammentemperatur bei mageren Mischungen niedriger ist (s. Abb. 7.18 in Abschnitt 7.2.1.4). Des Weiteren findet bei Selbstzündung ein Temperaturanstieg nicht instantan statt, sondern benötigt eine gewisse Zeit, was ebenfalls zu beobachteten Temperaturen unterhalb der adiabaten Flammentemperatur einer stöchiometrischen Mischung führt.

### 7.2.1.6 OH-Konzentration

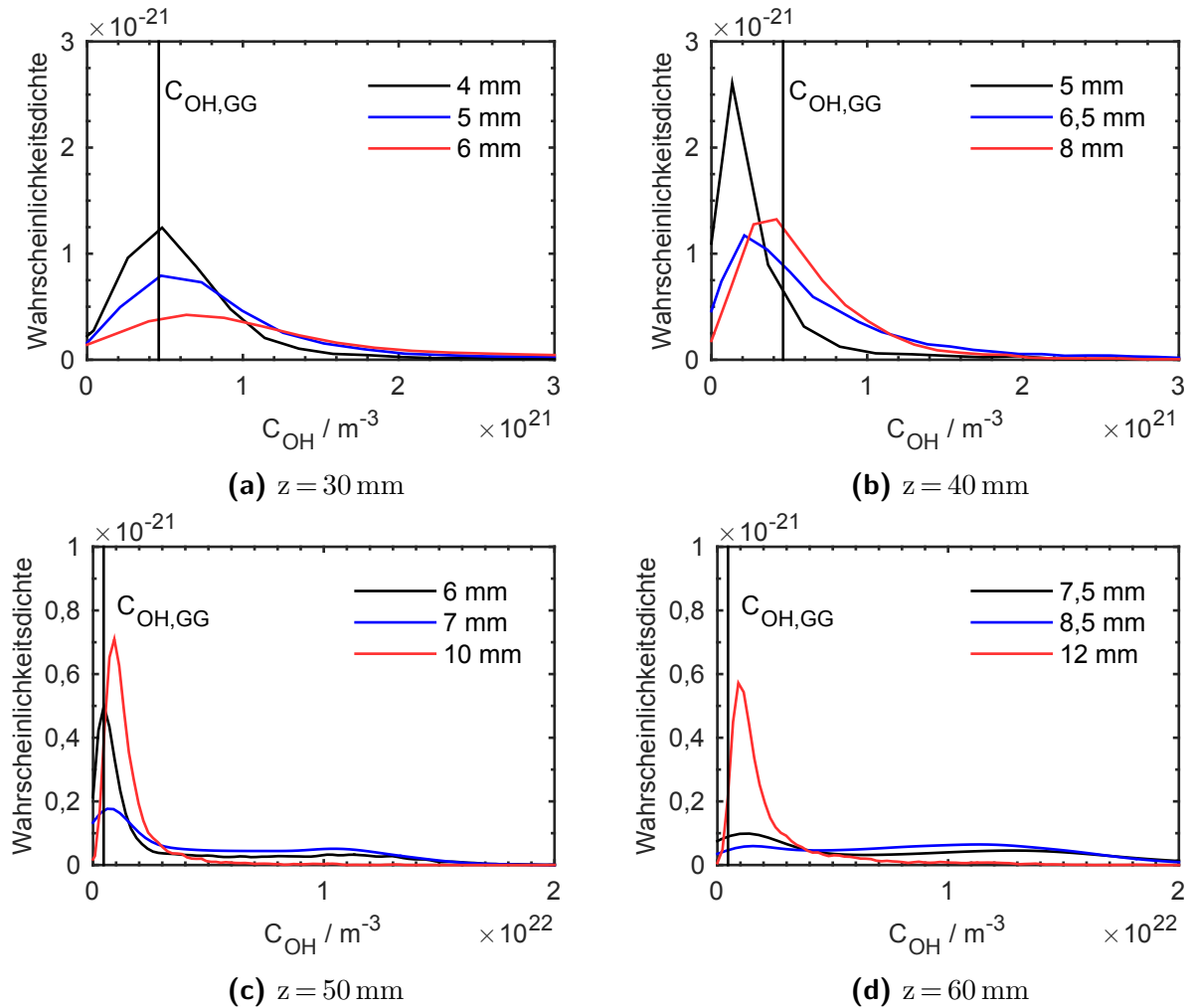
Mit Hilfe der OH-Konzentration können reagierende Gebiete noch sensitiver als über die Temperatur identifiziert werden. In Abb. 7.20 sind die Profile und Varianzen der OH-Konzentration für verschiedene axiale Positionen aufgetragen. Bei  $z = 30$  mm ist im Mittelwert noch kein Anstieg der OH-Konzentration zu sehen, der auf ein Einsetzen von Reaktionen hinweist. Betrachtet man jedoch die Standardabweichung der OH-Konzentration bei dieser Höhe, so ist bei  $x = 4$  mm ein Anstieg zu erkennen, was ein Indikator für stattfindende Reaktionen ist. Bei  $z = 40$  mm ist ein deutlicher Anstieg der mittleren OH-Konzentration in der Reaktionszone zu sehen, ebenso ein deutlicher Anstieg der Varianz der OH-Konzentration. Mit zunehmender Höhe verschiebt sich die Lage der Reaktionszone zu immer größeren Radien, und die Reaktionszone wird breiter. Zu den Rändern des Messvolumens hin ist kein Abfall der OH-Konzentration im Coflow zu beobachten, die Randbedingungen sind also bis hin zu großen radialen Positionen konstant.

Um den Reaktionsfortschritt genauer abschätzen zu können, sind in Abb. 7.21 die Wahrscheinlichkeitsdichten der OH-Konzentration analog zu Mischungsbruch und Temperatur für ausgewählte Punkte dargestellt. Die Lage der Punkte zwischen  $z = 30$  mm und  $z = 50$  mm entspricht hierbei den Punkten, die bereits bei der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Temperatur ausgewertet wurden. Die Definition der Punkte bei  $z = 60$  mm erfolgt analog.



**Abb. 7.20:** Mittelwerte und Varianzen der OH-Konzentration bei verschiedenen Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R.

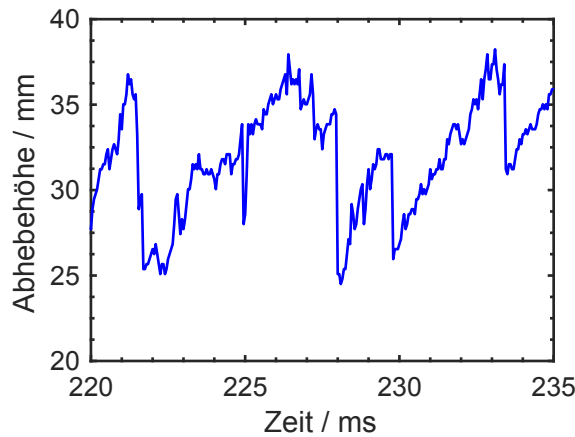
Die PDFs in der Scherschicht (schwarze Kurven) haben ihr Maximum nahe der Gleichgewichtskonzentration des Coflow ( $C_{OH,GG} = 4,61 \cdot 10^{20} m^{-3}$ , senkrechte Linien). Messwerte knapp oberhalb von Null stammen von Bildrauschen. Ab  $z = 50$  mm wird die OH-Verteilung in der Scherschicht breiter, und es treten Werte oberhalb der OH-Konzentration des Coflow auf, was ein Indikator für Selbstzündung ist. Bei  $z = 30$  mm und  $z = 40$  mm haben die Wahrscheinlichkeitsdichten in der Reaktionszone und im Übergangsbereich zum Coflow ihr Maximum nahe der Gleichgewichts-OH-Konzentration des Coflow. Mit zunehmender Höhe werden auch diese Verteilungen breiter. Ab  $z = 50$  mm werden die Verteilungen in der Scherschicht und in der Reaktionszone zunehmend bimodal, d. h. es treten sowohl OH-Konzentrationen nahe der Gleichgewichts-Konzentration des Coflow als auch deutlich höhere Konzentrationen auf. Wie bereits im vorherigen Abschnitt 7.2.1.4 besprochen, tritt bei Selbstzündung tendenziell eine Verbreiterung einer monomodalen Verteilung auf, bei Flammenpropagation eine bimodale Verteilung. Bei höheren axialen Positionen ist also eher mit Flammenpropagation und weniger mit Selbstzündung zu rechnen.



**Abb. 7.21:** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der OH-Konzentration bei verschiedenen radialen Positionen für verschiedene Höhen über dem Brenner für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Eingezeichnet ist jeweils die Gleichgewichtskonzentration von OH im Coflow  $C_{OH,GG}$  (senkrechte Linien). Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Achsen bei den einzelnen Schaubildern.

## 7.2.2 Flammendynamik

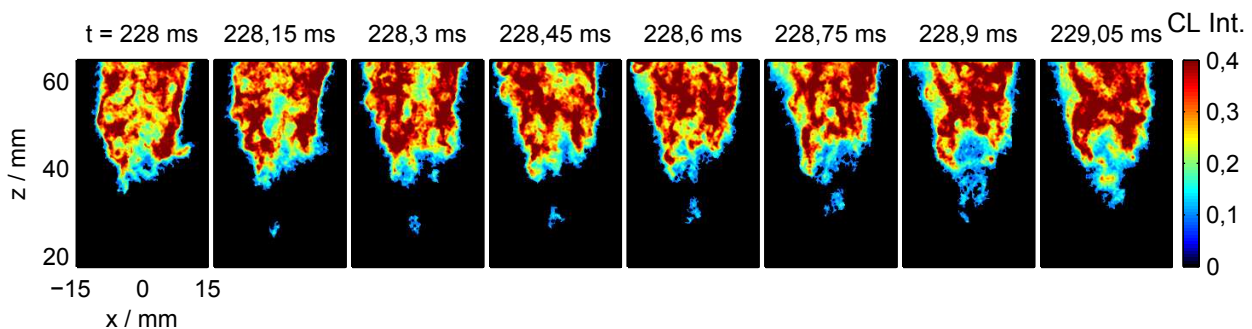
In den vorhergehenden Abschnitten wurde anhand der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Temperatur und der OH-Konzentration gezeigt, dass Selbstzündung ein möglicher Stabilisierungsmechanismus für die Jetflamme ist. Diese Vermutung soll im folgenden Abschnitt anhand einer Betrachtung der Dynamik an der Flammenwurzel weiter erhärtet werden. Abbildung 7.22 zeigt für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R den zeitlichen Verlauf der mit Hilfe von OH-Chemolumineszenz bei einer Bildfrequenz von 20 kHz gemessenen Abhebehöhe, d. h. dem untersten Punkt, an dem ein Chemolumineszenz-Signal beobachtet werden konnte. Im zeitlichen Verlauf weist die Abhebehöhe starke Schwankungen auf, sie variiert im betrachteten



**Abb. 7.22:** Zeitlicher Verlauf der Abhebehöhe bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Gut zu erkennen ist die mehrfache schnelle Abnahme der Abhebehöhe aufgrund der Bildung von Zündkernen stromauf der Flammenwurzel und die anschließende langsame Zunahme der Abhebehöhe aufgrund von Propagation der Zündkerne stromab.

Zeitraum zwischen etwa  $z = 25$  mm und  $z = 38$  mm. Einige Male sinkt die Abhebehöhe auf sehr kurzen Zeitskalen  $< 0,1$  ms deutlich, gefolgt von einem Anstieg der Abhebehöhe über einige Millisekunden. Dieses Verhalten wurde auch in der Literatur in ähnlichen Konfigurationen beobachtet (z. B. [209, 210]) und wird dort aufgrund der charakteristischen Form als Sägezahnprofil bezeichnet. Grund des schnellen und deutlichen Abfalls der Abhebehöhe ist hierbei die Bildung von Zündkernen unterhalb der Flammenwurzel. Hierauf soll im Folgenden näher eingegangen werden.

Abbildung 7.23 zeigt einen Ausschnitt einer OH-Chemolumineszenz-Messung mit einer Bildfrequenz von 20 kHz bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Es handelt sich hierbei um die selbe Messserie, die bereits in Abb. 7.22 gezeigt wurde. Zur besseren Übersicht ist nur jedes dritte Bild gezeigt. Für diesen Betriebspunkt beträgt die mittlere Abhebehöhe 42,0 mm. Bei

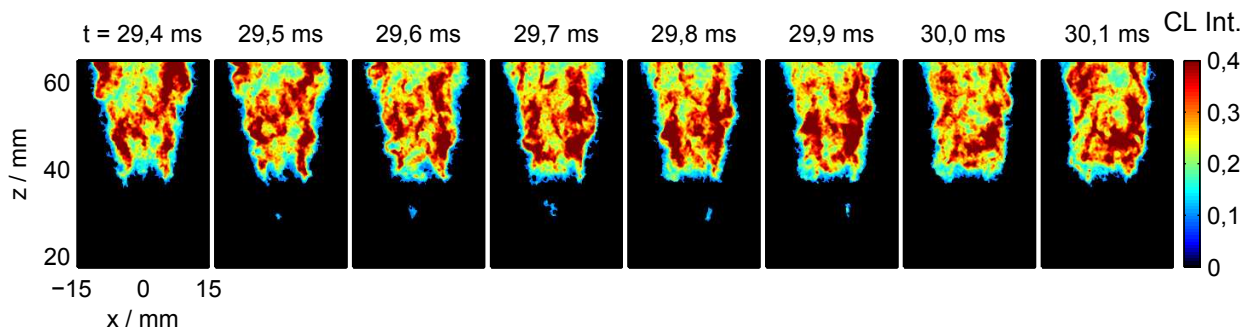


**Abb. 7.23:** Bildsequenz von OH-Chemolumineszenz bei 20 kHz Bildwiederholrate während der Bildung eines Zündkerns unterhalb der Flammenwurzel bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Zur besseren Übersicht ist nur jedes dritte Bild gezeigt.

$t = 228,15$  ms und  $z = 26,5$  mm bildet sich deutlich unterhalb der eigentlichen Flammenwurzel

ein Zündkern. Dieser Zündkern ist auch im zeitlichen Verlauf der Abhebehöhe in Abb. 7.22 deutlich zu erkennen und verursacht hier einen schnellen Abfall der gemessenen Abhebehöhe. Ein ähnliches Verhalten, mit einzelnen, örtlich begrenzten Zündkernen unterhalb der stabil brennenden Flammenwurzel, wurde bereits in ähnlichen Konfigurationen beobachtet [20, 28, 41]. In den darauf folgenden Bildern ist zu beobachten, wie der Zündkern in Größe und Signalintensität wächst und der Schwerpunkt des Zündkerns gleichzeitig stromab propagiert. Die Propagationsgeschwindigkeit beträgt hier etwa 10 m/s, also etwas mehr als das Doppelte der Coflowgeschwindigkeit von 4,1 m/s. Schließlich verschmilzt der Zündkern bei  $t = 229$  ms und  $z = 32$  mm mit der Flammenwurzel. Dieses Verhalten ist je nach Coflowbedingung sehr häufig zu beobachten.

Seltener kommt es vor, dass ein unterhalb der Flammenwurzel entstandener Zündkern verlöscht. Ein Beispiel hierfür zeigt Abb. 7.24. Zur besseren Übersicht ist in dieser Messserie

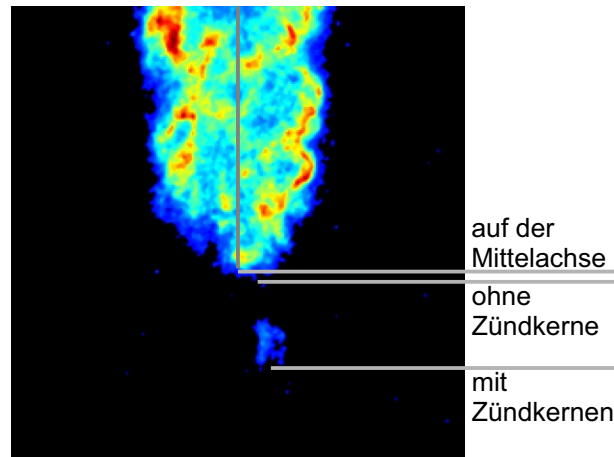


**Abb. 7.24:** Bildsequenz von OH-Chemolumineszenz bei 20 kHz Bildwiederholrate während der Bildung und Verlöschung eines Zündkerns unterhalb der Flammenwurzel bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Zur besseren Übersicht ist nur jedes zweite Bild gezeigt.

nur jedes zweite Bild gezeigt. Bei  $t = 29,5$  ms und  $z = 30$  mm entsteht ein Zündkern. Zunächst wächst dieser leicht in seiner Größe an, jedoch deutlich langsamer als der Zündkern, der in Abb. 7.23 gezeigt wurde. Zudem bleibt die axiale Position des Zündkerns nahezu konstant, d. h. es ist kaum eine Propagation des Zündkerns in Strömungsrichtung zu beobachten. Die geringe Propagationsgeschwindigkeit des Zündkerns legt die Vermutung nahe, dass dieser sich bei einer sehr mageren Mischung gebildet hat. In Gebieten mit solch niedrigen Mischungsbrüchen ist die axiale Geschwindigkeit der Strömung nahe der Coflowgeschwindigkeit. Bei  $t = 30$  ms ist der Zündkern schließlich verlöscht; er hat die Flammenwurzel nicht erreicht und ist auch nicht mit dieser verschmolzen. Ursache für das Verlöschen des Zündkerns ist wahrscheinlich ein Mangel an Brennstoff in der Region, in der der Zündkern entstanden ist.

### 7.2.3 Bestimmung der mittleren Abhebehöhe

Zur Bestimmung der Abhebehöhe der Jetflamme aus den Chemolumineszenz-Messungen können verschiedene Verfahren angewendet werden, die im Folgenden miteinander verglichen werden. Abbildung 7.25 zeigt die verschiedenen Definitionen der Abhebehöhe. Die einfachste

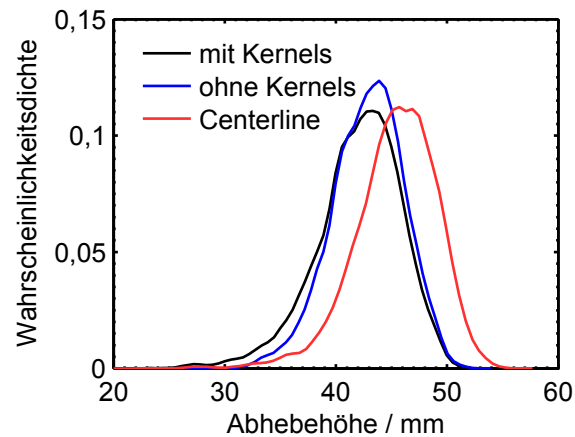


**Abb. 7.25:** Verschiedene Definitionen der Abhebehöhen, die mit Hilfe von OH-Chemolumineszenz ermittelt wurden.

Möglichkeit ist es, die Unterkante der untersten detektierten Reaktionszone als Abhebehöhe zu definieren. Dies berücksichtigt Zündkerne, die sich unterhalb der Flammenwurzel bilden („Abhebehöhe mit Zündkernen“). Des Weiteren kann die Unterkante der größten zusammenhängenden Reaktionszone als Abhebehöhe definiert werden, wobei Zündkerne unterhalb der Flammenwurzel nicht berücksichtigt werden („Abhebehöhe ohne Zündkerne“). Als dritte Definition kann die Unterkante der Reaktionszone auf der Mittelachse der OH-Chemolumineszenzbilder als Abhebehöhe definiert werden, d. h. die Abhebehöhe wird aus der mittleren Pixelreihe der OH-Chemolumineszenzbilder bestimmt. Dies entspricht quasi dem Blick entlang eines Laserlichtschnitts und hat somit den Vorteil der besten Vergleichbarkeit mit planaren OH LIF-Messungen.

Abbildung 7.26 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichten der mit den verschiedenen Methoden ermittelten Abhebehöhe für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Die Abhebehöhen mit und ohne Zündkernen unterhalb der Flammenwurzel unterscheiden sich nur gering. Die wahrscheinlichste Abhebehöhe mit Zündkernen liegt bei 43,3 mm, die wahrscheinlichste Abhebehöhe ohne Zündkerne bei 43,9 mm. Die Mittelwerte liegen mit 42,0 mm bzw. 42,8 mm ebenfalls nahe beieinander.

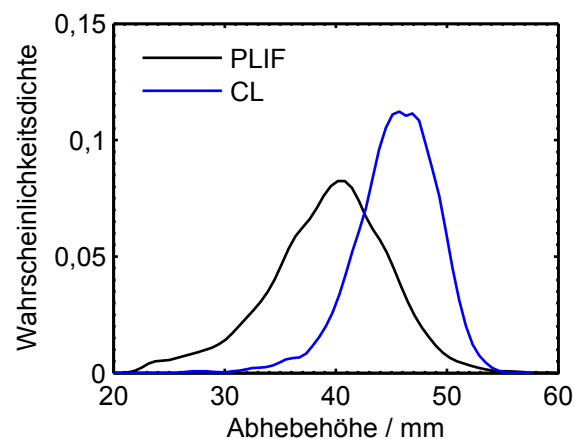
Der wahrscheinlichste Abhebehöhe auf der Symmetrieachse beträgt 45,7 mm, der Mittelwert 45,4 mm; die so ermittelte Abhebehöhe liegt also weiter stromab, als die Abhebehöhe ohne



**Abb. 7.26:** Wahrscheinlichkeitsdichten der Abhebehöhen, die mit Hilfe der verschiedenen diskutierten Ansätze ermittelt wurden.

Betrachtung von Zündkernen.

Abbildung 7.27 zeigt den Vergleich der mit Hilfe von OH-Chemolumineszenz ermittelten Abhebehöhe auf der Mittelachse und der mit Hilfe von OH PLIF ermittelten Abhebehöhe. Die mit OH PLIF bestimmte Abhebehöhe ist hierbei als der unterste Punkt definiert, an dem



**Abb. 7.27:** Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der mit OH PLIF und OH CL gemessenen Abhebehöhe.

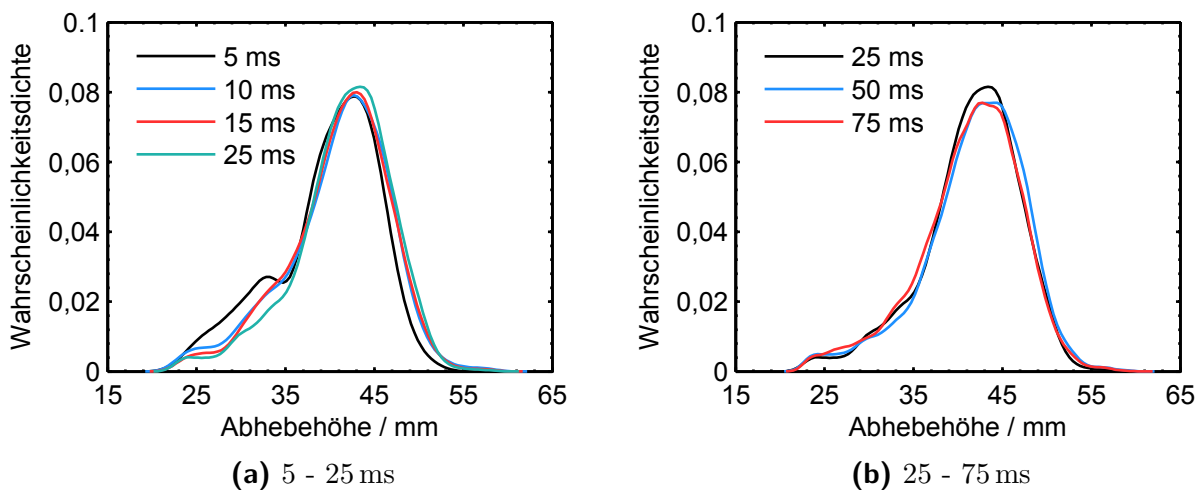
eine doppelt so hohe OH-Konzentration wie in der Coflowregion detektiert wurde. Dieser Schwellwert entspricht der niedrigsten Konzentration, mit der die Abhebehöhe trotz des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses bei solch niedrigen Signalintensitäten zuverlässig bestimmt werden kann. Mit Hilfe von laserinduzierter Fluoreszenz kann OH deutlich sensibler detektiert werden, daher liegt die so bestimmte Abhebehöhe weiter stromauf als die mit OH-Chemolumineszenz bestimmte Abhebehöhe. Auch zeigt die PDF der mit OH PLIF bestimmten Werte eine deutlich breitere Verteilung. Die Form der PDF der Abhebehöhe ist jedoch für beide Verfahren ähnlich, d. h. der Abfall der Verteilung stromab des wahrscheinlichsten



Wertes ist stärker, als der Abfall stromauf des wahrscheinlichsten Wertes. Dies kann an den bereits oben beschriebenen Zündkernen liegen, die sich unterhalb der Flammenwurzel bilden, und somit für eine Variation der detektierten Abhebehöhe sorgen.

#### 7.2.4 Bestimmung der minimalen Messdauer für konvergierte Statistik

Sollen Messdaten mit Ergebnissen von zeitauflösenden numerischen Simulationen wie z. B. Large Eddy Simulation (LES) verglichen werden, stellt sich die Frage, über wie viele Aufenthaltszeiten der Strömung gerechnet werden muss, um eine vollständig konvergierte Statistik zu erhalten. Zur Abschätzung der notwendigen Zeitdauer, die von numerischen Simulationen zur korrekten Wiedergabe der Abhebehöhe erfasst werden muss, wurden aus den OH PLIF-Messungen Wahrscheinlichkeitsdichten der Abhebehöhe für verschiedene Zeitintervalle erstellt. Hierbei wurden mit 10 kHz Bildwiederholrate Einzelschüsse der OH-Konzentration gemessen und aus jedem Einzelschuss die Abhebehöhe bestimmt. Diese sind in Abb. 7.28 dargestellt. Aufgrund des kurzen zeitlichen Abstands der Einzelschüsse ist zu beachten,



**Abb. 7.28:** Wahrscheinlichkeitsdichte der Abhebehöhe für verschiedene Mittelungsdauern zur Bestimmung der Rechendauer für numerische Simulationen. Dargestellt ist die Abhebehöhe für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R.

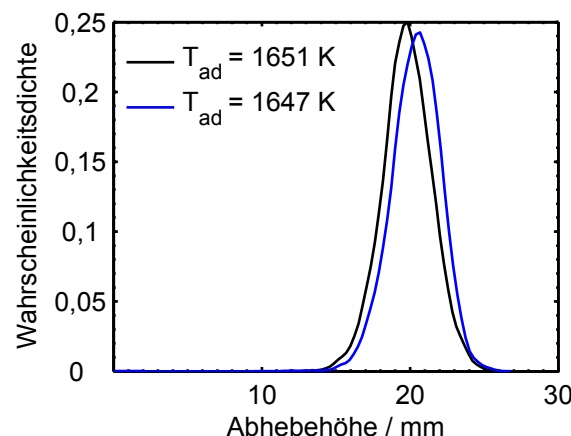
dass die aufeinanderfolgenden Messungen der Abhebehöhe nicht statistisch unabhängig sind. Jedoch entspricht diese Art der Auswertung der typischen Auswertung einer LES-Rechnung, bei der die einzelnen Zeitschritte einen ähnlichen Abstand aufweisen und hier meist ebenfalls für jeden Zeitschritt die entsprechende Abhebehöhe bestimmt wird. Bei grober Betrachtung der gezeigten Wahrscheinlichkeitsdichten ist kein starker Einfluss der Mittelungsdauer auf die Verteilung der Abhebehöhe zu erkennen. Lediglich bei kurzen Mittelungsdauern ( $< 25$  ms) ist bei niedrigen Abhebehöhen ein deutlicher Einfluss auf die Wahrscheinlichkeitsdichte der

Abhebehöhe zu erkennen. Dies kann mit dem Auftreten von Zündkernen unterhalb der eigentlichen Flammenwurzel erklärt werden. Diese Zündkerne entstehen bei recht niedrigen axialen Positionen und treten zudem selten auf. Daher wird ihr Auftreten bei zu kurzer Mittelung eventuell nicht korrekt erfasst. Bei größeren Abhebehöhen ( $> 35$  mm) ist kein großer Einfluss der Mittelungsdauer zu erkennen.

Der Mittelwert der gezeigten Verteilungen liegt zwischen 39,66 mm für eine Mittelungsdauer von 5 ms und 41,34 ms für eine Mittelungsdauer von 75 ms, er schwankt also um ca. 1,7 mm. Jedoch liegt der Mittelwert bereits bei einer Mittelungsdauer von 10 ms bei 40,85 mm und somit nahe am vollständig konvergierten Wert. Die Standardabweichung der Abhebehöhe liegt zwischen 5,81 mm für 5 ms Mittelungsdauer und 5,73 mm für 75 ms Mittelungsdauer, sie ändert sich also kaum. Auch die wahrscheinlichste Abhebehöhe, die aus dem Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ermittelt wird, liegt zwischen 42,68 mm für 5 ms Mittelungsdauer sowie 42,73 mm für 75 ms Mittelungsdauer. Die Werte für die Mittelungsdauern zwischen den beiden Extrema von 5 ms und 75 ms liegen ebenfalls gut auf dem ermittelten Trend und zeigen keine Ausreißer. Anhand Abb. 7.22 ist zu erkennen, dass die Abhebehöhe ein stark dynamisches Verhalten auf Zeitskalen  $> 10$  ms zeigt, daher ist die Übereinstimmung der Wahrscheinlichkeitsdichten für Mittelungsdauern  $< 10$  ms im Vergleich zu Mittelungsdauern  $> 10$  ms nicht unbedingt statistisch korrekt. Für eine vollständig konvergierte Lösung sind also physikalische Rechendauern von  $> 25$  ms empfehlenswert.

### 7.2.5 Reproduzierbarkeit

Zur Veranschaulichung der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zeigt Abb. 7.29 die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Abhebehöhe für Betriebspunkt M-1585-4,1-182-S-R für zwei repräsentative Messtage. Durch leichte Abweichungen des Istwertes der Durchflussra-



**Abb. 7.29:** Reproduzierbarkeit der Messungen.

ten vom Sollwert ist das Äquivalenzverhältnis der Matrixflamme an den beiden Messtagen leicht verschieden, was in einer unterschiedlichen adiabaten Flammentemperatur für beide Messtage mündet (1651 K für Messtag 304 und 1647 K für Messtag 308). Aufgrund des Unterschiedes zwischen Coflowtemperatur und adiabater Flammentemperatur von etwa 4 % (siehe Abschnitt 7.1) beträgt die entsprechende Coflowtemperatur ca. 1585 K. Die Mittelwerte der Abhebehöhe für die beiden Messtage betragen 19,80 mm (Messtag 304) bzw. 20,38 mm (Messtag 308). Die Standardabweichung ist mit 1,67 mm bzw. 1,66 mm nahezu identisch. Da die Abhebehöhe, wie weiter unten detailliert beschrieben wird, sehr sensitiv auf die Coflowtemperatur reagiert, ist eine niedrigere Abhebehöhe mit steigender Coflowtemperatur nicht verwunderlich. Die Abweichung entspricht sowohl vom Trend als auch vom Absolutwert der erwarteten Abweichung (siehe unten). Die Messung ist daher als sehr reproduzierbar zu betrachten, eventuelle Abweichungen zwischen den Messtagen rühren hauptsächlich von leichten Schwankungen der Randbedingungen her, die jedoch dokumentiert und bekannt sind.

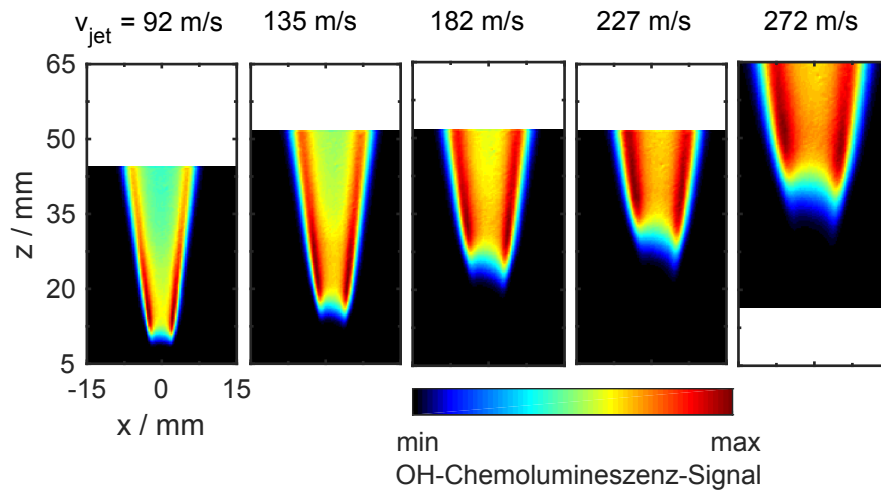
### 7.2.6 Variation der Jetgeschwindigkeit

Für die Validierung von numerischen Simulationen ist es oft nützlich, die Abhängigkeiten einer Größe von einzelnen Parametern zu betrachten, anstatt nur einen Einzelfall in Betracht zu ziehen. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit systematische Variationen der Randbedingungen durchgeführt, um die Sensitivität der Jetflamme auf einzelne Randbedingungen zu ermitteln.

Zunächst wurde der Brennstoffmassenstrom und damit die Jetaustrittsgeschwindigkeit variiert. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den im nächsten Abschnitt folgenden Messungen mit transienter Brennstoffeindüsung, die nur mit Hilfe von OH-Chemolumineszenz statistisch erfasst werden können, basieren auch die folgenden Ergebnisse auf den OH-Chemolumineszenzmessungen.

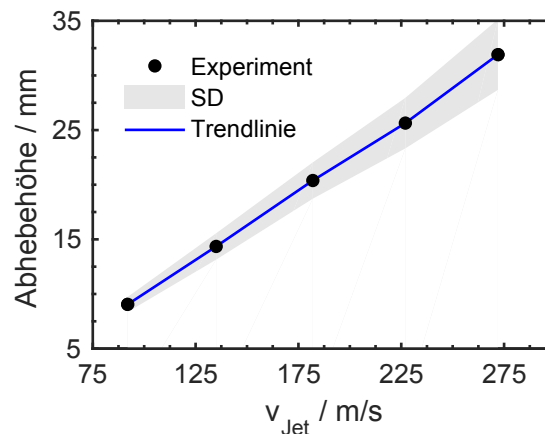
Abbildung 7.30 zeigt die Mittelwertbilder der OH-Chemolumineszenz für Jetaustrittsgeschwindigkeiten von 92 m/s bis 272 m/s. Der Coflow ( $\phi = 0,506$ ,  $T_{ad} = 1651$  K) wurde mit einer Geschwindigkeit von  $v_{coflow} = 4,1$  m/s betrieben. Wie bereits in Abschnitt 7.2.4 diskutiert, sind sowohl Mittelwert als auch Standardabweichung und Wahrscheinlichkeitsdichte bei dieser Messdauer vollständig konvergiert. Mit anwachsender Jetaustrittsgeschwindigkeit ist eine nahezu lineare Zunahme der Abhebehöhe zu erkennen. Die leichte Asymmetrie der OH-Chemolumineszenz-Bilder stammt wahrscheinlich von einem leicht asymmetrischen Strömungsprofil des Jets oder des Coflow, wie zu Beginn von Abschnitt 7.2 besprochen.

Einen genaueren Einblick in das Verhalten der Abhebehöhe mit zunehmender Jetaustrittsge-



**Abb. 7.30:** Mittelwertbilder der OH-Chemolumineszenz für verschiedene Jetaustrittsgeschwindigkeiten für Betriebspunkt M-1585-4,1- $v_{\text{jet}}$ -S-R.

schwindigkeit bietet die statistische Auswertung der Messdaten. In Abb. 7.31 ist die mittlere Abhebehöhe unter Berücksichtigung von unter der Flammenwurzel auftretenden Zündkernen (vgl. Abschnitt 7.2.3) dargestellt. Die schwarzen Symbole repräsentieren die mittlere



**Abb. 7.31:** Mittelwert (schwarze Symbole) und Standardabweichung (graue Fläche) der Abhebehöhe (bestimmt mit OH-Chemolumineszenz) für verschiedene Jetaustrittsgeschwindigkeiten für Betriebspunkt M-1585-4,1- $v_{\text{jet}}$ -S-R.

Abhebehöhe, die durchgezogene blaue Trendlinie dient der besseren Visualisierung. Der grau schraffierte Bereich entspricht der jeweiligen Standardabweichung der Abhebehöhe. Die Messergebnisse zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen Jetaustrittsgeschwindigkeit und Abhebehöhe. Im untersuchten Bereich entspricht eine Erhöhung der Jetaustrittsgeschwindigkeit um 1 m/s einem Anstieg der Abhebehöhe um 0,12 mm. Auch die Standardabweichung der Abhebehöhe steigt mit zunehmender Jetaustrittsgeschwindigkeit deutlich an. Bei  $v_{\text{jet}} = 92 \text{ m/s}$

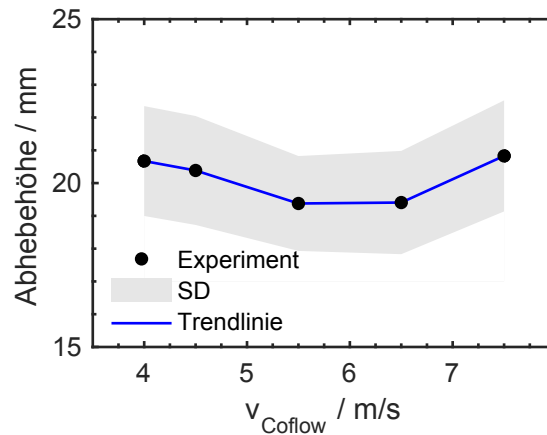
beträgt die Standardabweichung 0,69 mm, bei  $v_{\text{jet}} = 272 \text{ m/s}$  steigt die Standardabweichung auf 3,2 mm an. Eine wichtige Vergleichsgröße zur Abschätzung des Einflusses unterschiedlicher Randbedingungen ist die relative Sensitivität  $S_{\text{rel}}$ . Bei Betrachtung von Absolutwerten der Änderung ist ein Vergleich zwischen verschiedenen Größen schwierig. Die relative Sensitivität  $S_{\text{rel}}$  setzt hier die relative Änderung des Messwertes mit der relativen Änderung der Randbedingung ins Verhältnis. Am Beispiel der Abhängigkeit der Abhebehöhe  $LOH$  von der Jetgeschwindigkeit  $v_{\text{jet}}$  ergibt sich

$$S_{\text{rel}} = \frac{\delta LOH / \overline{LOH}}{\delta v_{\text{jet}} / \overline{v_{\text{jet}}}} = 1,1. \quad (7.1)$$

Wie bereits in Abschnitt 7.2.1 und 7.2.2 diskutiert, wird die hier untersuchte Flamme zumindest teilweise durch Selbstzündung stabilisiert. Ursache für den linearen Zusammenhang zwischen Jetaustrittsgeschwindigkeit und Abhebehöhe ist hauptsächlich die Abhängigkeit der Abhebehöhe von der Zündverzugszeit, da ein Fluidelement mit zunehmender Jetaustrittsgeschwindigkeit während der Zündverzugszeit eine größere Strecke zurücklegt. Auf die Abhängigkeit der Zündverzugszeit von Temperatur und Streckungsrate bei den in dieser Arbeit vorherrschenden Bedingungen wird in Abschnitt 7.6 detailliert eingegangen. Zusätzlich ist zu beachten, dass sich mit der Jetgeschwindigkeit auch das Mischungsfeld ändert, und somit die Abhebehöhe durch die geänderte Mischung beeinflusst werden kann. In der Literatur wurde in ähnlichen Konfigurationen [22, 23, 25, 28] ebenfalls eine Zunahme der Abhebehöhe mit steigender Jetaustrittsgeschwindigkeit beobachtet.

### 7.2.7 Variation der Coflowgeschwindigkeit

Nach der Variation der Jetaustrittsgeschwindigkeit soll nun die Variation der Coflowgeschwindigkeit betrachtet werden. Der Betriebspunkt für den Coflow ist hierbei der gleiche wie im vorhergehenden Abschnitt. Abbildung 7.32 zeigt die Variation von Mittelwert und Standardabweichung der Abhebehöhe von der Coflowgeschwindigkeit im Bereich  $3,6 \text{ m/s} < v_{\text{coflow}} < 6,8 \text{ m/s}$ . Die untere Grenze für sinnvolle Coflowgeschwindigkeiten ergibt sich aus der Dominanz des Wärmeübergangs von der Matrixflamme auf die Brennermatrix bei sehr kleinen Coflowgeschwindigkeiten, die obere Grenze aus dem Druckverlust über die Brennermatrix (vgl. Abschnitt 5.1). Im Gegensatz zur Variation der Jetaustrittsgeschwindigkeit ist für die Variation der Coflowgeschwindigkeit keine eindeutige Tendenz zu erkennen. Anhand des Schaubildes ist zunächst eine Abnahme der mittleren Abhebehöhe mit steigender Coflowgeschwindigkeit zu erkennen, gefolgt von einer Zunahme der Abhebehöhe bei steigender Coflowgeschwindigkeit. Jedoch ist diese Änderung äußerst gering (maximale Variation der Abhebehöhe ca. 2 mm),



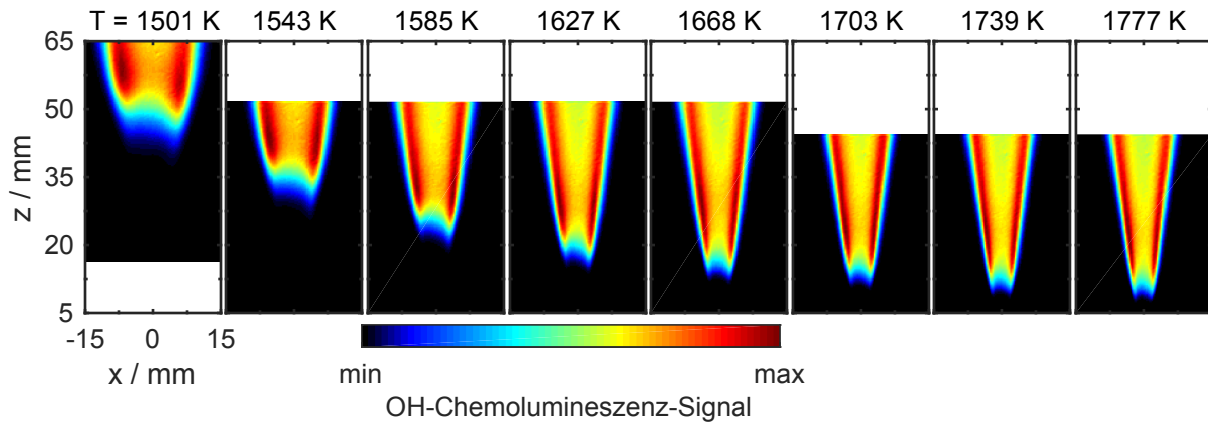
**Abb. 7.32:** Mittelwert (schwarze Symbole) und Standardabweichung (graue Fläche) der Abhebehöhe für verschiedene Coflowgeschwindigkeiten für Betriebspunkt M-1585- $v_{\text{coflow}}$ -182-S-R.

so dass im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten, wie z. B. leichte Schwankungen im Äquivalenzverhältnis der Matrixflamme, keine klare Tendenz abgeleitet werden kann. Eine Auswirkung der Schwankung der Randbedingungen auf die Abhebehöhe wurde bereits in Abschnitt 7.2.5 diskutiert. Zusätzlich ist zu erwähnen, dass sich im hier beschriebenen Experiment mit Änderung der Coflowgeschwindigkeit auch weitere Parameter ändern. So kann Übergleichgewichts-OH mit höherer Coflowgeschwindigkeit weiter stromab existieren. Auch kann die höhere thermische Leistung des Coflow einen Einfluss auf die Flammenstabilisierung haben. Auf diese beiden Einflüsse wird in Abschnitt 7.5.2 detaillierter eingegangen.

Bei Jetflammen in einem kalten Coflow ist, wie auch in anderen JHC Experimenten, ein Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Abhebehöhe zu beobachten, die Abhebehöhe nimmt mit steigender Coflowgeschwindigkeit zu (siehe z. B. [211, 212]).

### 7.2.8 Variation der Coflowtemperatur

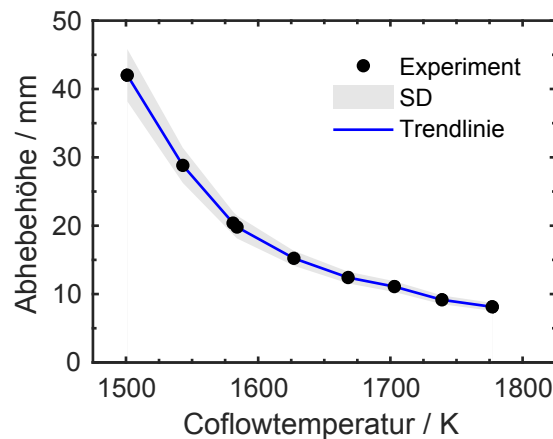
Nach Variation der Geschwindigkeitsrandbedingungen wird nun auf die Variation der Temperaturrandbedingungen eingegangen. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt werden jeweils am Beispiel einer Coflowgeschwindigkeit von  $v_{\text{coflow}} = 4,1 \text{ m/s}$  und einer Jetaustrittsgeschwindigkeit von  $v_{\text{jet}} = 182 \text{ m/s}$  dargestellt. Zunächst zeigt Abb. 7.33 Mittelwertbilder der OH-Chemolumineszenz für verschiedene Äquivalenzverhältnisse der Matrixflamme und daraus folgend verschiedene Temperaturen des Coflow zwischen 1501 K und 1777 K. Mit Änderung des Äquivalenzverhältnisses ändert sich nicht nur die Temperatur des Coflow, sondern auch dessen Zusammensetzung (Sauerstoff, Stickstoff, Wasser und Radikale). Da die Reaktionsraten jedoch exponentiell von der Temperatur abhängen und lediglich linear von der Zusammensetzung, reagieren sie am empfindlichsten auf eine Änderung der Temperatur [23].



**Abb. 7.33:** Mittelwertbilder der OH-Chemolumineszenz für verschiedene Coflowtemperaturen für Betriebspunkt M- $T_{\text{coflow}}-4,1-182\text{-S-R}$ .

Mit steigender Coflowtemperatur sinkt die Abhebehöhe zunächst deutlich (etwa zwischen  $T_{\text{coflow}} = 1501\text{ K}$  und  $T_{\text{coflow}} = 1627\text{ K}$ ). Bei einer weiteren Erhöhung der Coflowtemperatur nimmt die Abhebehöhe weiterhin ab, jedoch wird der Verlauf flacher. Wie bereits bei der Variation der Jetaustrittsgeschwindigkeit ist auch hier eine deutliche Änderung in der räumlichen Lage der Wärmefreisetzung zu erkennen, da mit steigender Coflowtemperatur immer größere Gradienten in der Verteilung des OH-Chemolumineszenzsignals auftreten.

Eine quantitative Übersicht über die Variation der Abhebehöhe bietet wiederum eine statistische Auswertung. Abbildung 7.34 zeigt die Variation der mittleren Abhebehöhe und deren Standardabweichung in Abhängigkeit von der Coflowtemperatur. Auch hier ist deutlich



**Abb. 7.34:** Mittelwert (schwarze Symbole) und Standardabweichung (graue Fläche) der Abhebehöhe (bestimmt mit OH-Chemolumineszenz) für verschiedene Coflowtemperaturen für Betriebspunkt M- $T_{\text{coflow}}-4,1-182\text{-S-R}$ .

der nichtlineare Abfall der Abhebehöhe mit zunehmender Temperatur zu erkennen. Zwischen  $T_{\text{coflow}} = 1501\text{ K}$  und  $T_{\text{coflow}} = 1543\text{ K}$  sinkt die Abhebehöhe um  $0,38\text{ mm/K}$ , zwischen

$T_{\text{coflow}} = 1668 \text{ K}$  und  $T_{\text{coflow}} = 1777 \text{ K}$  jedoch nur noch um  $0,05 \text{ mm / K}$ . Im untersten Bereich der betrachteten Temperaturen führt eine Senkung der Temperatur um ca.  $80 \text{ K}$  (entspricht etwa  $5 \%$ ) zu einer Halbierung der Abhebehöhe. Eine ähnliche Sensitivität der Abhebehöhe auf eine Temperaturänderung wurde auch von Cabra et al. [23] beobachtet. Des Weiteren ist eine deutliche Abnahme der Standardabweichung der Abhebehöhe mit steigender Temperatur zu beobachten. Bei  $T_{\text{coflow}} = 1501 \text{ K}$  beträgt die Standardabweichung der Abhebehöhe  $3,82 \text{ mm}$ , bei  $T_{\text{coflow}} = 1777 \text{ K}$  jedoch nur noch  $0,58 \text{ mm}$ .

Zur besseren Vergleichbarkeit des Einflusses der einzelnen Randbedingungen wird auch hier die relative Sensitivität nach der Definition aus Abschnitt 7.2.6 bestimmt. Für eine Coflowtemperatur  $1501 \text{ K} < T_{\text{coflow}} < 1543 \text{ K}$  beträgt diese  $S_{\text{rel}} = 13,5$ . Im Bereich  $1739 \text{ K} < T_{\text{coflow}} < 1777 \text{ K}$  beträgt die Sensitivität lediglich  $S_{\text{rel}} = 5,3$ . Bei den höheren Coflowtemperaturen beträgt die Sensitivität der Abhebehöhe auf eine Erhöhung der Coflowtemperatur lediglich etwas mehr als ein Drittel der Sensitivität bei den niedrigen untersuchten Coflowtemperaturen. Des Weiteren liegt die Sensitivität der Abhebehöhe auf eine Temperaturänderung (je nach Temperaturbereich) mehr als eine Größenordnung über der Sensitivität der Abhebehöhe auf eine Veränderung der Jetaustrittsgeschwindigkeit.

### 7.2.9 Zusammenfassung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Verhalten von stationären Jetflammen im DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner detailliert untersucht. Zur Validierung von numerischen Simulationen wurde ein Datensatz, bestehend aus Profilen und Varianzen von Temperatur, Mischungsbruch und OH-Konzentration, sowie Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dieser Größen an repräsentativen Orten in der Strömung erstellt. Anhand der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Temperatur und OH-Konzentration konnte gezeigt werden, dass im Bereich der Flammenwurzel Selbstzündung auftritt. Dieses Verhalten wurde anhand von zeitlich hochauflösenden Messungen der OH-Chemolumineszenz bestätigt. Hier konnten isolierte Zündkerne beobachtet werden, die sich unterhalb der Flammenwurzel bilden, und stromab propagieren, bis sie schließlich mit der Flammenwurzel verschmelzen, oder, seltener, verlöschen. Um den Einfluss der Randbedingungen auf die Flammenstabilisierung zu untersuchen, wurden Coflow- und Jetgeschwindigkeit sowie die Coflowtemperatur variiert. Anhand der relativen Sensitivität der Abhebehöhe auf Änderungen der Randbedingungen wurde gezeigt, dass diese am empfindlichsten auf eine Änderung der Coflowtemperatur und linear auf eine Änderung der Jetgeschwindigkeit reagiert. Ein nennenswerter Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Abhebehöhe besteht nicht.



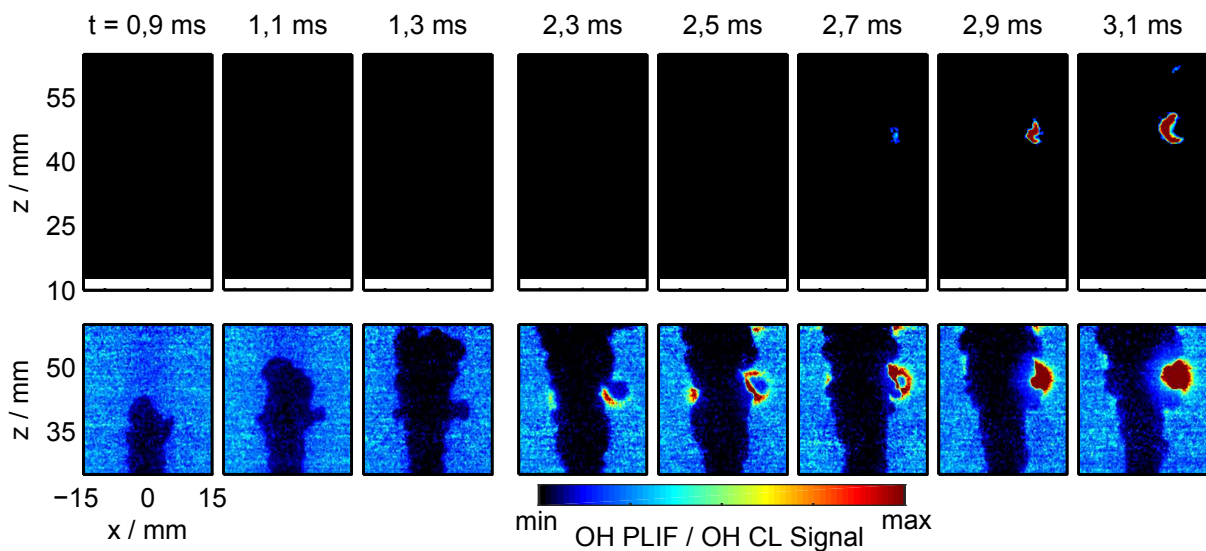
## 7.3 Transienter Fall: Gepulste Brennstoffeindüsung

Zur Untersuchung der Bildung und Entwicklung von Zündkernen, wie sie z. B. unterhalb der stationären Jetflamme in Abschnitt 7.2.2 und in der Literatur beobachtet wurden [26, 28], wurde der DLR JHC mit transienter Brennstoffzufuhr betrieben. Somit konnten die nach Beginn der Brennstoffeindüsung entstehenden Zündkerne beobachtet und z. B. charakteristische Strukturen am Entstehungsort, Wachstum von Zündkernen und der Einfluss von Randbedingungen wie Coflowtemperatur, sowie Coflow- und Jetgeschwindigkeit, auf Zündkerne untersucht werden.

In den folgenden Abschnitten werden daher zunächst die transiente Eindüsung von Brennstoff, und anschließend die Bildung von Zündkernen und ihre weitere Entwicklung bis zum Ausbilden einer stabilen Flamme detailliert untersucht.

### 7.3.1 Bildung von Zündkernen

Um einen Eindruck über die Entstehung von Zündkernen während der transienten Brennstoffeindüsung zu erhalten, zeigt Abb. 7.35 ein typisches Zündereignis. Die obere Bildreihe



**Abb. 7.35:** Bildsequenz eines typischen Selbstzündereignisses. Dargestellt sind (simultan gemessen) OH-Chemolumineszenz (obere Bildreihe) und OH PLIF (untere Bildreihe). Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

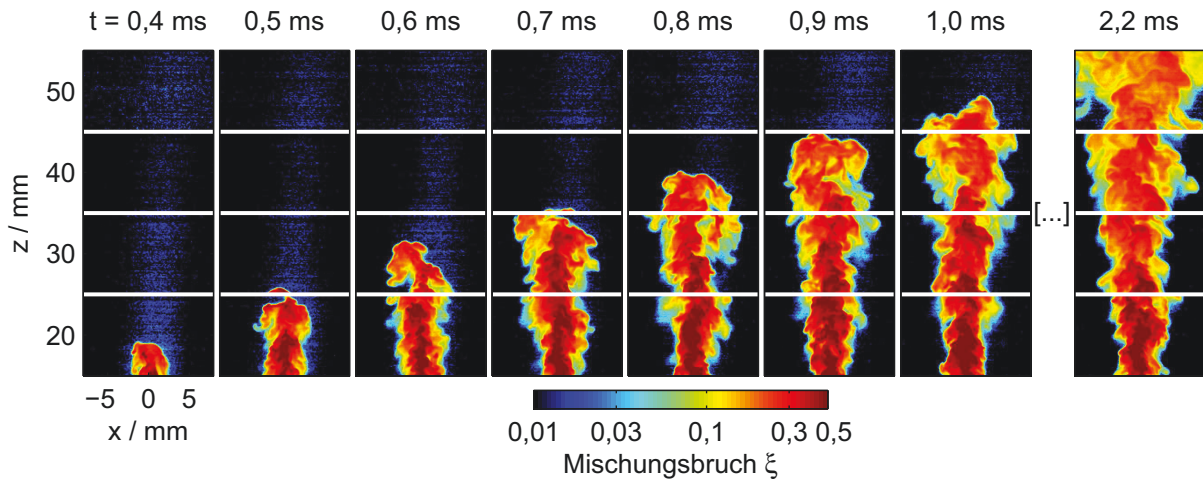
zeigt hierbei OH-Chemolumineszenz, die untere Bildreihe die simultan gemessene planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) an OH. Zusätzlich wurde simultan OH-Chemolumineszenz aus einem zweiten Blickwinkel, wie in Abschnitt 5.4.2 beschrieben, gemessen, um den

Entstehungsort von Zündkernen dreidimensional zu rekonstruieren. Die Farbskala der OH PLIF-Messungen entspricht der OH-Teilchenzahldichte, die Farbskala der OH-Chemolumineszenz dem auf den Dynamikbereich der Kamera normierten Messsignal. Die Referenzzeit  $t = 0$  ist, wie in Abschnitt 7.3.2 genauer beschrieben wird, der Zeitpunkt, zu dem der einströmende Brennstoffstrahl die Düse verlässt.

In den OH CL-Aufnahmen (obere Bildreihe in Abb. 7.35) ist in den ersten Aufnahmen zunächst kein Signal zu erkennen. In den ersten Aufnahmen von OH PLIF (untere Bildreihe in Abb. 7.35) ist der kalte Brennstoffjet, der in das Sichtfeld eintritt, zu erkennen. Das schwache großflächige Signal links und rechts der Symmetrieachse ist OH, das im Coflow aufgrund der hohen Temperaturen in einer Gleichgewichtskonzentration vorhanden ist. Tritt der kalte Brennstoffstrahl ( $T_{BS} = 300\text{ K}$ ) in den Coflow ein, wird das Coflowfluid verdrängt, und der Brennstoffstrahl ist als dunkle Fläche im Bild erkennbar. Der Brennstoffstrahl breitet sich in den folgenden Bildern weiter stromab aus, und die radiale Ausdehnung des Brennstoffjets bei einer bestimmten axialen Position vergrößert sich durch Mischung mit dem Coflow. Bei  $t = 1,3\text{ ms}$  ist eine Ausbuchtung an der rechten Peripherie des Brennstoffstrahls zu sehen (bei  $x \approx 8\text{ mm}$  und  $z \approx 40\text{ mm}$ ). Unterhalb dieser Ausbuchtung steigt im nächsten Bild bei  $t = 2,3\text{ ms}$ , also  $1\text{ ms}$  später, bei  $x = 9\text{ mm}$  und  $z = 47\text{ mm}$  die OH-Konzentration an. In den folgenden Bildern steigt die OH-Konzentration immer weiter an, und es bildet sich ein Zündkern, der schließlich die gesamte Ausbuchtung am Brennstoffstrahl umschließt. In der Bildserie ist gut zu erkennen, dass ein Anstieg des  $\text{OH}^*$ -Signals erst deutlich nach dem Anstieg des OH-Signals zu beobachten ist. Dies liegt, neben den unterschiedlichen Bildungspfaden von OH und  $\text{OH}^*$  (vgl. Kapitel 2), hauptsächlich an der höheren Sensitivität der OH PLIF-Messungen im Vergleich zu OH CL.

### 7.3.2 Charakterisierung des einströmenden Jets

Für das vertiefte Verständnis der Selbstzündung bei transienter Brennstoffeindüsung sind zunächst die Eigenschaften des einströmenden Brennstoffstrahls, die im folgenden Abschnitt analysiert werden, von Bedeutung. Einige der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in [44] veröffentlicht. Um einen Überblick über den Mischungsprozess während der transienten Brennstoffeindüsung in den heißen Coflow zu erhalten, zeigt Abb. 7.36 die zeitliche Entwicklung des Mischungsbruchfeldes bei verschiedenen axialen Positionen. Hierfür wurden Rayleigh-Messungen bei verschiedenen axialen Positionen zwischen  $z = 20 \pm 5\text{ mm}$  und  $z = 50 \pm 5\text{ mm}$  durchgeführt. Die einzelnen Bildreihen zeigen die zeitliche Entwicklung des Mischungsbruchfeldes für die jeweilige Messposition. Gebiete mit erhöhtem Mischungsbruch  $\xi > 0$  in der Nähe der Symmetrieachse des Jets (leicht blau) sind Artefakte des Auswertalgorithmus. Wie in



**Abb. 7.36:** Mosaik des Mischungsbruchs während der transienten Brennstoffeindüsung für verschiedene axiale Positionen zwischen  $z = 20 \pm 5$  mm und  $z = 50 \pm 5$  mm (bereits veröffentlicht in [44]). Eine Bildreihe entspricht jeweils einer individuellen Brennstoffeindüsung.

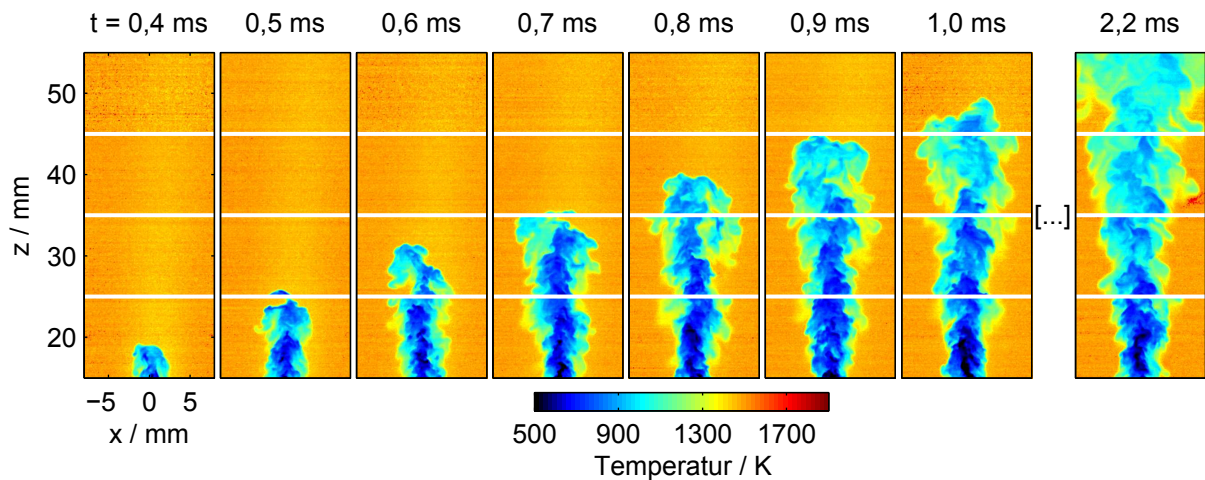
Abschnitt 7.1 beschrieben, fällt die Coflowtemperatur auf der Symmetrieachse aufgrund des Kühleffekts der Brennstoffdüse leicht ab. Das Rayleigh-Signal wird im Bereich des Coflow kalibriert, also in einem Bereich mit homogener Temperaturverteilung. Die Rayleigh-Signalstärke ist durch den Temperaturabfall auf der Symmetrieachse gegenüber dem Coflow also leicht erhöht, was vom Auswertealgorithmus als ein erhöhter Mischungsbruch interpretiert wird. Dieser Effekt wird jedoch durch die logarithmische Farbskala stark übertrieben dargestellt, die tatsächliche Standardabweichung des Mischungsbruchs auf der Symmetrieachse beträgt lediglich  $\xi_{SD} = 0,005$ .

Bei  $t = 0,4$  ms und  $z = 18$  mm tritt der Brennstoffstrahl in das Sichtfeld ein. Direkt an der Jetspitze treten starke Mischungsbruchgradienten auf. Bei  $z = 15$  mm ist der Mischungsbruch im Jetkern höher als an der Jetperipherie, weiter stromab, in der Kopfregion, ist der Jet bereits gut durchmischt. Dies rührt vom abklingenden Einfluss der Kopfwirbelregion des startenden Jets her (vgl. Abschnitt 3.2). Auch im nächsten Bild bei  $t = 0,5$  ms ist dieser Effekt zu sehen. Weiter stromauf ist der Mischungsbruch im Jetkern nahezu konstant mit  $\xi > 0,5$ . Der intakte Jetkern erstreckt sich bis zu einer axialen Position  $z \approx 25$  mm und bleibt während des gesamten Eindüsungsvorgangs in einer ähnlichen Form erhalten. Dies ist ebenfalls in der letzten gezeigten Bildserie bei  $t = 2,2$  ms sichtbar.

Selbstzündung wird in Gebieten mit niedriger skalarer Dissipationsrate, d. h. geringen Mischungsbruchgradienten, erwartet (vgl. Kapitel 2). Des Weiteren tritt Selbstzündung beim reaktivsten Mischungsbruch  $\xi_{mr}$  auf. Dieser befindet sich in Konfigurationen mit kaltem Brennstoff und heißem Oxidator im sehr mageren Bereich, da die Mischungstemperatur mit steigendem Mischungsbruch sinkt. Die Zündverzugszeit hängt exponentiell von der Temperatur ab, somit sind die Zündverzugszeiten bei sehr mageren Mischungen am kürzesten.

Detailliert wird hierauf in Abschnitt 7.6 eingegangen.

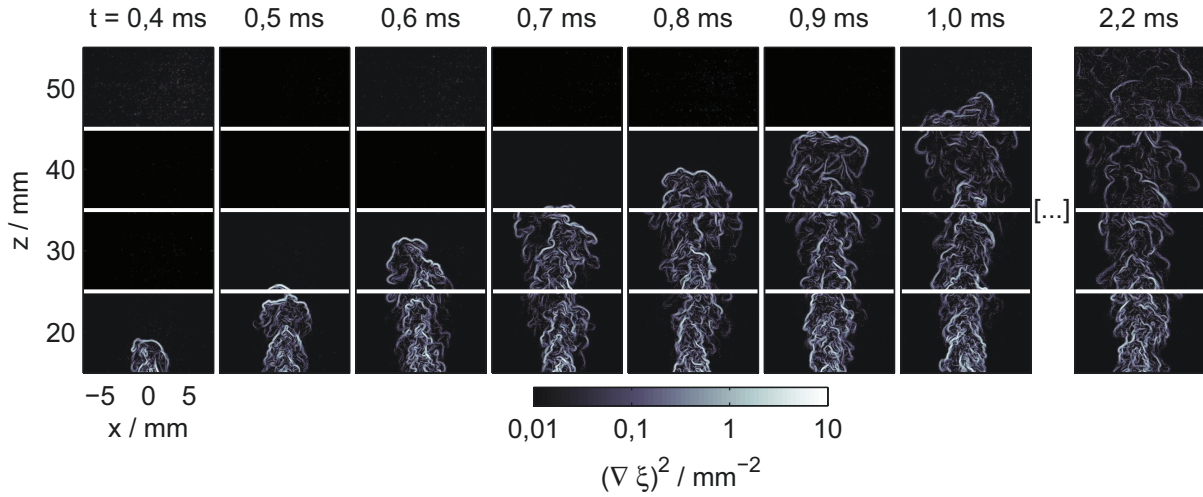
Die zeitliche Entwicklung der Mischungstemperatur während der transienten Brennstoffeindüsung zeigt Abb. 7.37 anhand eines Mosaiks des Temperaturfeldes für den gleichen Eindüsungsvorgang wie in Abb. 7.36. Da die Mischungstemperatur eine Funktion des Mi-



**Abb. 7.37:** Temperatur während der transienten Brennstoffeindüsung für verschiedene axiale Positionen zwischen  $z = 20 \pm 5$  mm und  $z = 50 \pm 5$  mm (bereits veröffentlicht in [44]). Eine Bildreihe entspricht jeweils einer individuellen Brennstoffeindüsung.

schungsbruchs ist (vgl. Abschnitt 6.1), zeigt die Temperatur prinzipiell das selbe Verhalten wie der Mischungsbruch. Die höchsten Mischungstemperaturen treten im Randbereich des einströmenden Jets auf. Auch auf der Symmetrieachse finden sich hohe Mischungstemperaturen bis etwa 900 K. Aufgrund der hohen Mischungsbruchgradienten an der Jetspitze gibt es hier nur eine dünne Schicht mit hohen Mischungstemperaturen. Da sehr hohe Mischungstemperaturen von über 1000 K auftreten, muss auch ein möglicher Einfluss von thermischem Zerfall von Brennstoff auf die Messungen betrachtet werden. Das Rayleigh-Signal hängt sowohl von der Mischungstemperatur als auch von der Mischungszusammensetzung ab. Tritt nun thermischer Zerfall von Brennstoff auf, ändert sich die Zusammensetzung und damit das Rayleigh-Signal auf eine unbekannte Weise. Für die vorliegenden Bedingungen konnte mit Hilfe von chemisch-kinetischen Berechnungen gezeigt werden, dass der thermische Zerfall von Brennstoff keine nennenswerten Auswirkungen auf die Messgenauigkeit oder die Interpretation der gewonnenen Daten hat. Detailliert wird dies in Anhang A.3.4 behandelt. Bei  $t = 2,2$  ms und  $z = 37$  mm ist am rechten Rand des Brennstoffstrahls ein entstehender Zündkern als Bereich mit Temperaturen  $T > 1700$  K zu sehen. Dieses Selbstzündereignis wird detailliert in Abschnitt 7.7.1 untersucht.

Abbildung 7.38 zeigt das zugehörige Mosaik des quadrierten Mischungsbruchgradienten als Maß für die skalare Dissipationsrate des Eindüsungsvorgangs, der bereits in Abb. 7.36 und Abb. 7.37 gezeigt wurde. Der quadrierte Mischungsbruchgradient ist hierbei proportional

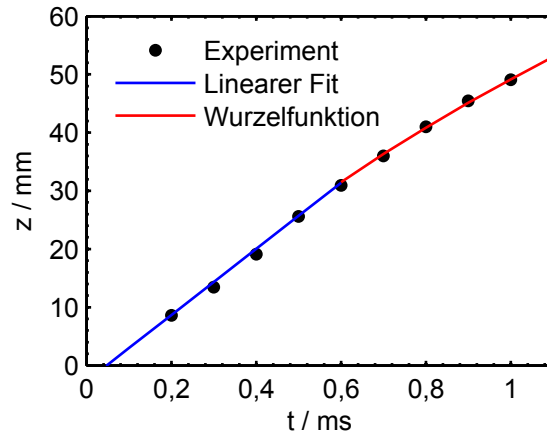


**Abb. 7.38:** Quadrierter Gradient des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipation während der transienten Brennstoffeindüsung für verschiedene axiale Positionen zwischen  $z = 20 \pm 5$  mm und  $z = 50 \pm 5$  mm (bereits veröffentlicht in [44]). Eine Bildreihe entspricht jeweils einer individuellen Brennstoffeindüsung.

zur skalaren Dissipationsrate  $\chi = 2 \cdot D \cdot (\nabla \xi)^2$ . Die Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten  $D$  wird hier vernachlässigt, da  $(\nabla \xi)^2$  lediglich als qualitativer Marker für die skalare Dissipationsrate verwendet wird. Wie bereits in Abb. 7.36 gezeigt, treten an der Jetspitze hohe Mischungsbruchgradienten und damit hohe skalare Dissipationsraten auf. Bei niedrigeren axialen Positionen ( $z \approx 20$  mm) können Gebiete mit hoher skalarer Dissipationsrate beobachtet werden, jedoch nur unmittelbar nachdem die Jetspitze die Messposition passiert hat. Bei jeder der betrachteten axialen Positionen nimmt die Stärke und Anzahl der Schichten skalarer Dissipation mit fortschreitender Zeit ab, bis der stationäre Zustand erreicht ist. Besonders gut ist dies bei axialen Positionen  $z > 35$  mm zu beobachten, bei denen Gebiete mit sehr niedriger skalarer Dissipationsrate am Randbereich des Jets auftreten. In Abschnitt 7.7.1 wird behandelt, dass Zündkerne bevorzugt in solchen Gebieten entstehen. Des Weiteren wird hier die lokale Geschwindigkeit durch die Coflowgeschwindigkeit dominiert. Somit treten im Vergleich zu Gebieten nahe der Symmetrieachse niedrigere Turbulenzgrade auf. Auch in der Literatur wurde die Entstehung von Zündkernen hauptsächlich in Bereichen, die von der Coflowgeschwindigkeit dominiert werden, beobachtet [37]. Außerdem können in Randbereichen des Jets Wirbel auftreten, die zu einer höheren Aufenthaltszeit von zündenden Fluidelementen führen [113]. Solche Gebiete treten bei  $t = 2,2$  ms und  $z > 34$  mm auf.

Um das Verhalten und die Reproduzierbarkeit der transienten Brennstoffeindüsung zu untersuchen, bietet sich eine Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Jeteindringtiefe an (siehe Abb. 7.39). Die schwarzen Symbole markieren die mittleren Jeteindringtiefen zu einem bestimmten Zeitpunkt, die über 50 Brennstoffeindüszungen gemittelt wurden. Die Jetspitze entspricht der maximalen axialen Position der Isolinie mit  $\xi = 0,1$ . Dies entspricht etwa dem



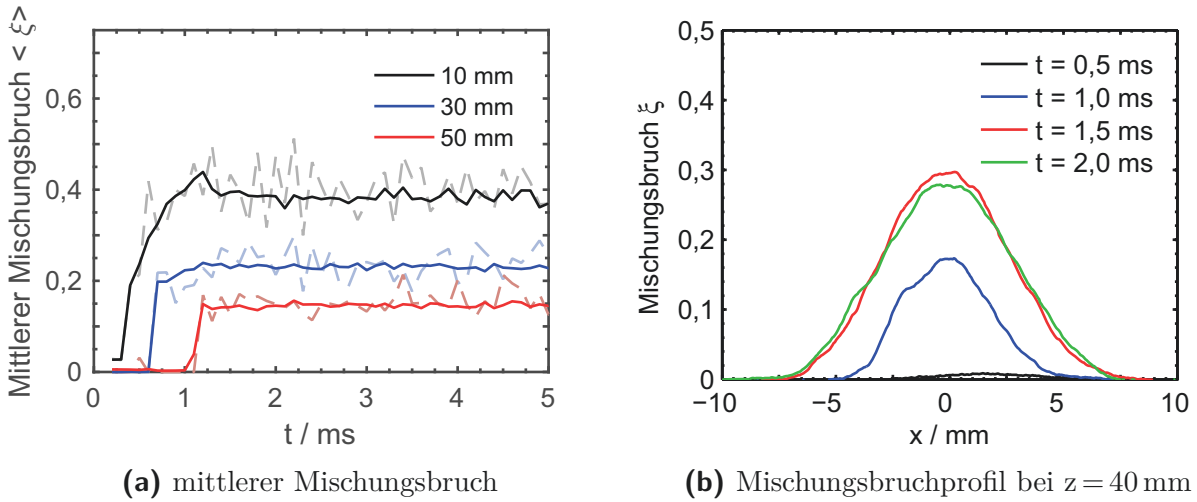


**Abb. 7.39:** Jeteindringtiefe während der transienten Brennstoffeindüsung (bereits veröffentlicht in [44]). Die schwarzen Symbole entsprechen den mittleren Messwerten der Jeteindringtiefe, die blaue Kurve einem Fit  $\propto t$  und die rote Kurve einem Fit  $\propto t^{1/2}$ .

dreifachen Wert des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,297$ . Der genaue Zeitpunkt, zu dem der Jet die Brennstoffdüse verlässt, konnte nicht bestimmt werden, da Messungen unterhalb von  $z = 10$  mm aufgrund des Risikos von Beschädigungen der Kameras durch Reflektionen von Randbereichen des Laserlichtschnitts nicht durchgeführt wurden. Jedoch kann der Zeitpunkt des Jetaustritts mit hinreichend hoher Genauigkeit extrapoliert werden, da die Jeteindringtiefe im Nahfeld linear mit der Zeit skaliert [149]. Hierfür wurde ein linearer Fit durch die ersten fünf Datenpunkte (entspricht  $z < 30$  mm) vorgenommen (blaue Linie in Abb. 7.39). Durch Extrapolation der Fitkurve wurde der Zeitpunkt des Jetaustritts aus der Brennstoffdüse zu  $t = 0,05$  ms bestimmt. Der Ursprung der Zeitkoordinate ( $t = 0$  ms) wurde als der gerundete Zeitpunkt definiert, zu dem der Jet die Brennstoffdüse verlässt. Sowohl der Verlauf der Jeteindringtiefe als auch die Geschwindigkeit der Jetspitze bleiben bis etwa  $t = 0,8$  ms bzw.  $z = 40$  mm konstant. Dies bestätigt noch einmal die zunächst lineare Abhängigkeit der Jeteindringtiefe von der Zeit. In diesem Bereich ist die Standardabweichung der Jeteindringtiefe über 50 Messungen  $< 1$  mm. Die axiale Geschwindigkeit der Jetspitze betrug im Nahfeld 57 m/s.

Bei  $z > 30$  mm ändert sich der zeitliche Verlauf der Jeteindringtiefe, und die Standardabweichung der Jeteindringtiefe wird größer. Sie erreicht Werte bis zu 1,2 mm bei  $z = 50$  mm. Für  $z > 40$  mm folgt die Jeteindringtiefe einem Verlauf  $\propto t^{1/2}$  (vgl. [148], rote Linie in Abb. 7.39). Die Entwicklung des transienten Jets ist sehr reproduzierbar und verläuft für alle Eindüsen ähnlich. Die exakte Form der Mischungsbruch- und Temperaturfelder ist turbulenten Fluktuationen unterworfen und ändert sich von Eindüsung zu Eindüsung.

Um zu untersuchen, wann der transiente Jet in den stationären Zustand übergeht, wurde der Mischungsbruch während der transienten Brennstoffeindüsung betrachtet. Abbildung 7.40a zeigt die zeitliche Entwicklung des radial gemittelten Mischungsbruchs  $\langle \xi \rangle$  bei verschiedenen



**Abb. 7.40:** Zeitliche Entwicklung der Mischung bei gepulster Brennstoffeindüsung (bereits veröffentlicht in [44]).

axialen Positionen während der Eindüsung. Der radial gemittelte Mischungsbruch  $\langle \xi \rangle$  ist hierbei der Mittelwert aller gemessenen Werte zwischen der linken und rechten Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st}$  bei einer bestimmten axialen Position. Werte mit  $\xi < \xi_{st}$ , also Werte kleiner dem doppelten Signal-Rausch-Verhältnis, wurden nicht berücksichtigt, um einen Einfluss von Bildrauschen zu vermeiden und um nur solche Bereiche in die Auswertung einzubeziehen, die sich ganz innerhalb des einströmenden Jets befanden. Die durchgezogenen Linien repräsentieren jeweils den Mittelwert aus 50 Messungen. Um die turbulenten Fluktuationen während einer einzelnen Brennstoffeindüsung zu visualisieren, zeigen die gestrichelten Linien jeweils eine repräsentative Zeitserie des mittleren Mischungsbruchs für eine einzelne transiente Brennstoffeindüsung. Nachdem die Jetspitze eine bestimmte axiale Position passiert hat (zu sehen in einem Anstieg von  $\langle \xi \rangle$ ), erreicht der radial gemittelte Mischungsbruch in weniger als einer Millisekunde seinen stationären Zustand. Dies gilt für alle axialen Positionen, die untersucht wurden. Interessanterweise benötigt der Brennstoffstrahl bei der niedrigsten gemessenen axialen Position am längsten, um den langfristigen Mittelwert des Mischungsbruchs zu erreichen. Der Einfluss der transienten Brennstoffeindüsung bleibt also bei niedrigen Höhen am längsten erhalten. Bereits bei  $z = 30$  mm ist ein schneller Umschlag hin zum stationären Mittelwert zu beobachten. Wie bereits in Abb. 7.36 zu sehen ist, nimmt der Einfluss der Kopfwirbelregion mit steigender axialer Position ab, und somit auch deren Einfluss auf den mittleren Mischungsbruch. Daher geht  $\langle \xi \rangle$  weiter stromab schneller in den stationären Zustand über. Anhand der einzelnen Messungen ist die turbulente Fluktuation des mittleren Mischungsbruchs gut zu sehen. Diese Fluktuationen sind bei  $z = 10$  mm am stärksten ausgeprägt und können bis 20 % des Mittelwertes betragen.

Die zeitliche Entwicklung des Mischungsbruchprofils bei  $z = 40$  mm während der transienten

Eindüsung ist in Abb. 7.40b dargestellt. Diese axiale Position entspricht der Höhe, bei der bei den vorliegenden Betriebsbedingungen Selbstzündung auftritt (vgl. Abschnitt 7.4.4). Die Mischungsbruchprofile sind hierbei jeweils über 50 Eindüsungsvorgänge gemittelt. Zwischen  $t = 0,5 \text{ ms}$  und  $t = 1,0 \text{ ms}$  durchquert die Jetspitze das Messvolumen, wie auch schon in Abb. 7.36 und Abb. 7.39 zu sehen ist. Der mittlere Mischungsbruch auf der Jetachse beträgt etwa 0,18. Die Form des Mischungsbruchprofils weist hier bereits deutliche Ähnlichkeiten zu einem selbstähnlichen Profil auf. Bei  $t = 1,5 \text{ ms}$  beträgt der mittlere Mischungsbruch auf der Jetachse  $\xi_{cl} \approx 0,28$ . Zwischen  $t = 1,5 \text{ ms}$  und  $t = 2,0 \text{ ms}$  ändern sich die Mischungsbruchprofile kaum, d. h. der Jet geht bei  $z = 40 \text{ mm}$  bereits bei  $t < 1,5 \text{ ms}$  in den stationären Zustand über, deutlich vor Einsetzen der ersten Selbstzündung bei  $t \approx 2,5 \text{ ms}$  beim vorliegenden Betriebspunkt. Diese Erkenntnis ist besonders für numerische Simulationen wichtig, da Selbstzündung im vorliegenden Experiment potentiell mit einem stationären Brennstoffjet simuliert werden kann, mit einer Aktivierung der Zündchemie bei einer festgelegten Induktionszeit. Eine vollständige Simulation des transienten Brennstoffjets ist also nicht unbedingt notwendig. Ein ähnliches Verhalten wurde auch von Oldenhof et al. [37] bei der Selbstzündung in einem transienten Brennstoffstrahl beobachtet, allerdings mit deutlich niedrigeren Reynolds-Zahlen als im vorliegenden Experiment. Im Experiment von Oldenhof et al. [37] wurde zunächst eine laminare Phase der Strömung des Brennstoffstrahls beobachtet, die sich erst nach einer gewissen Zeit plötzlich in eine turbulente Phase umwandelte. Erst deutlich nach Ausbildung der turbulenten Phase konnten Zündkerne beobachtet werden, d. h. nachdem der Brennstoffstrahl in einen stationären Zustand überging.

### 7.3.3 Zusammenfassung

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die transiente Brennstoffeindüsung mit Hilfe von Rayleigh-Streuung detailliert charakterisiert. Eine statistische Auswertung der Position der Jetspitze zeigte, dass die Eindüsung sehr reproduzierbar ist. Die Jeteindringtiefe variiert zunächst linear mit der Zeit, bei höheren axialen Positionen ( $z > 30 \text{ mm}$ ) ändert sich das Verhalten und die Jeteindringtiefe weist einen Verlauf  $\propto t^{1/2}$  auf. Anhand des mittleren Mischungsbruchs und von Mischungsbruchprofilen konnte gezeigt werden, dass der Jet sehr schnell, d. h.  $< 2 \text{ ms}$  nach Beginn der Brennstoffeindüsung, in den stationären Zustand übergeht. Selbstzündung tritt erst auf, nachdem der Jet in den stationären Zustand übergeht.

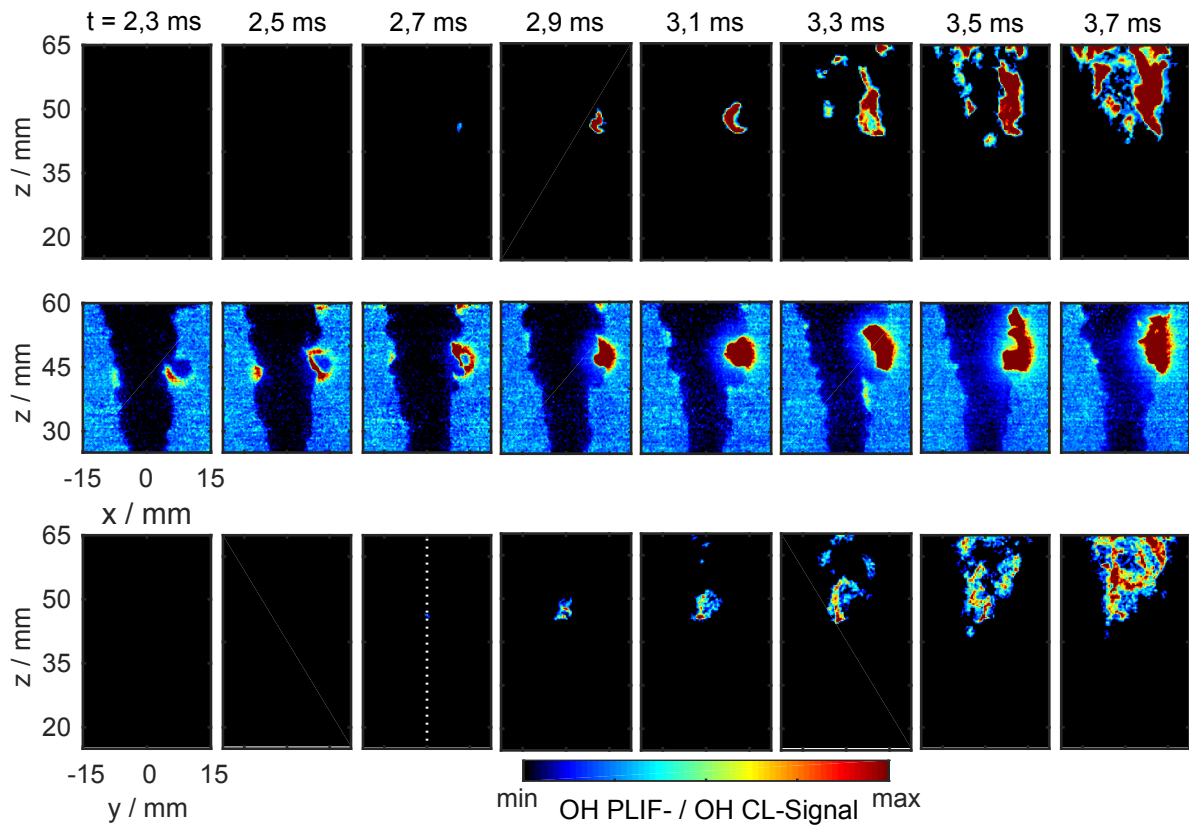


## 7.4 Selbstzündung in transienten Freistrahlen

In den folgenden Abschnitten wird detailliert auf die Entstehung und Dynamik von Zündkernen sowie auf den Einfluss der Randbedingungen auf die Selbstzündung eingegangen. Als Referenzmesspunkt wurde M-1500-4,1-182-T-R gewählt. Bei diesem Betriebspunkt tritt Selbstzündung etwa 40 mm stromab der Düse auf, aufgrund der moderaten Standardabweichung der Zündhöhe entsteht ein Großteil der Zündkerne innerhalb der axialen Ausdehnung des Laserlichtschnitts. Bei niedrigeren Coflowtemperaturen ist dies nicht der Fall. Gleichzeitig hilft eine möglichst niedrige Coflowtemperatur bei der detaillierten Interpretation der Messergebnisse, da Zündprozesse im Vergleich zu höheren Coflowtemperaturen verhältnismäßig langsam ablaufen.

### 7.4.1 Qualitative Betrachtung der Selbstzündung

Zunächst soll noch einmal der qualitative Ablauf der Selbstzündung behandelt werden. Abbildung 7.41 zeigt dasselbe Zündereignis wie Abb. 7.35, diesmal ist allerdings ein späterer Startzeitpunkt für die Bildserie gewählt, um den weiteren Verlauf der Selbstzündung zu untersuchen. Zusätzlich ist die OH-Chemolumineszenz aus dem zweiten Blickwinkel entlang des Laserlichtschnitts gezeigt. Wie bereits beschrieben, kann die Entstehung des Zündkerns zuerst anhand der laserinduzierten OH-Emissionen (mittlere Bildreihe) nachgewiesen werden. Das schwache großflächige Signal links und rechts der Symmetrieachse ist OH, das im Coflow aufgrund der hohen Temperaturen in einer Gleichgewichtskonzentration vorhanden ist. Für die sichere Identifikation von Zündkernen mit OH PLIF muss die OH-Konzentration im Zündkern doppelt so hoch sein wie die OH-Konzentration im Coflow. Bruchteile einer Millisekunde später kann der Zündkern auch in den beiden OH CL-Bildserien erkannt werden. Die obere Bildserie zeigt die OH-Chemolumineszenz senkrecht zum Laserlichtschnitt, die untere Bildreihe OH-Chemolumineszenz entlang des Laserlichtschnitts. Bei  $t = 2,7$  ms markiert die gestrichelte weiße Linie in der unteren Bildreihe die Position des Laserlichtschnitts. Hier ist zu sehen, dass der Zündkern bei  $z = 46$  mm genau im Zentrum des Laserlichtschnitts entsteht. Der entstandene Zündkern wächst zunächst langsam in der Größe an und propagiert dabei kaum stromab. Der Zündkern entsteht also in einem Gebiet, das durch die Strömungsgeschwindigkeit des Coflow dominiert wird und somit wenig turbulent ist. In einer ähnlichen Konfiguration beobachteten Oldenhof et al. [37] ebenfalls, dass Zündkerne in Bereichen entstehen, die von der Coflowgeschwindigkeit dominiert werden. Da Zündung beim reaktivsten Mischungsbruch auftritt, der im sehr mageren Bereich liegt, entstehen Zündkerne also in Gebieten sehr weit an der Peripherie des Brennstoffjets, die von der Coflowgeschwindigkeit

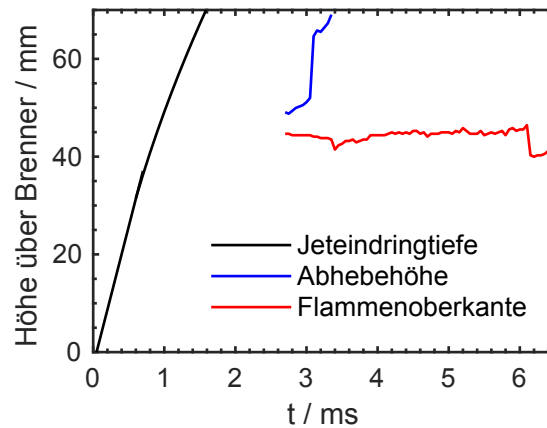


**Abb. 7.41:** Zeitlicher Ablauf der Selbstzündung. Obere Bildreihe: OH-Chemolumineszenz senkrecht zum Laserlichtschnitt, mittlere Bildreihe: OH PLIF, untere Bildreihe: OH-Chemolumineszenz in Richtung des Laserlichtschnitts. Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R

dominiert werden. Im weiteren Verlauf bilden sich ab  $t = 3.3 \text{ ms}$  weitere Zündkerne, die schließlich bei  $t = 3.7 \text{ ms}$  zu einer geschlossenen Flammenfront zusammenwachsen. Anhand der OH PLIF-Aufnahmen ist zu sehen, dass die Flamme zu diesem Zeitpunkt noch nicht den ganzen Brennstoffstrahl umschlossen hat; in der linken Bildhälfte ist noch keine Flamme erkennbar. Die beiden OH CL-Bildserien zeigen jedoch, dass die Reaktionszone bereits einen Großteil des Jets umschlossen hat.

Auf der linken Seite des Brennstoffstrahls ist in Abb. 7.41 bei  $z = 43 \text{ mm}$  direkt an der Peripherie des Brennstoffstrahls ein zweiter Zündkern zu erkennen, der bei  $t = 2.3 \text{ ms}$  entsteht. Dieser Zündkern verlöscht bis  $t = 2.9 \text{ ms}$  wieder. Auch erreicht er keine ausreichend hohe Intensität, um in den OH CL-Bildern identifiziert werden zu können. Am Entstehungsort des Zündkerns sind keine Ausbuchtungen oder ähnliche Strömungsstrukturen, wie sie am Entstehungsort des anderen Zündkerns beobachtet werden können, erkennbar. Daher verlöscht dieser Zündkern wahrscheinlich durch die hier auftretenden hohen skalaren Dissipationsraten.

Abbildung 7.42 zeigt die zeitliche Entwicklung der Jeteindringtiefe, der Abhebehöhe der Flamme und der Flammenoberkante. Bei  $t = 0 \text{ ms}$  verlässt der Brennstoffstrahl die Düse (vgl. Abschnitt 7.3.2). Erst deutlich nachdem die Jetspitze das Sichtfeld passiert hat, ist ein



**Abb. 7.42:** Zeitliche Entwicklung von Jeteindringtiefe, Abhebehöhe und Flammenoberkante.

Einsetzen der Selbstzündung zu erkennen. Die Flammenoberkante wandert zunächst nur langsam stromab, bis sich bei  $t = 3,3$  ms mehrere Zündkerne oberhalb des ersten Zündkerns bilden. Bei  $t = 3,4$  ms hat die Flammenoberkante bereits das Sichtfeld verlassen.

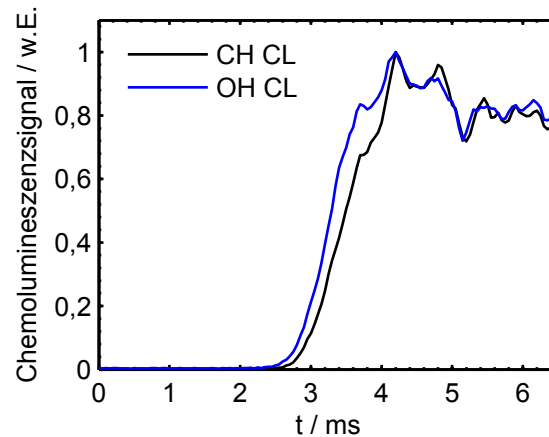
Die Abhebehöhe bleibt nach Bildung des ersten Zündkerns zunächst nahezu konstant. Bei  $t = 6,1$  ms ist allerdings eine plötzliche Änderung der Abhebehöhe zu sehen. Hier entsteht ein weiterer Zündkern unterhalb der Flammenwurzel, ähnlich wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben. Auch bei  $t = 3,4$  ms ist eine schnelle Änderung der Abhebehöhe zu erkennen, für die ebenfalls, wie in Abb. 7.41 zu sehen, ein neu entstandener Zündkern verantwortlich ist. Zu diesem Zeitpunkt ist die Flammenfront jedoch noch nicht vollständig ausgebildet.

Die schnelle Entwicklung der Abhebehöhe hin zu einem konstanten Mittelwert ist ein Indiz für die schnelle Stabilisierung des Brennstoffmassenstroms nach der transienten Brennstoffeindüsung und für den schnellen Übergang des transienten Brennstoffstrahls in den stationären Zustand. Wie in Abschnitt 7.2.6 beschrieben, reagiert die Abhebehöhe der Flamme empfindlich auf Änderungen des Brennstoffmassenstroms und damit der Jetaustrittsgeschwindigkeit. Da ein solcher Effekt hier nicht zu erkennen ist, ist davon auszugehen, dass keine Schwankungen des Brennstoffmassenstroms während der transienten Brennstoffeindüsung auftreten.

## 7.4.2 Methoden zur Bestimmung des Zündzeitpunktes

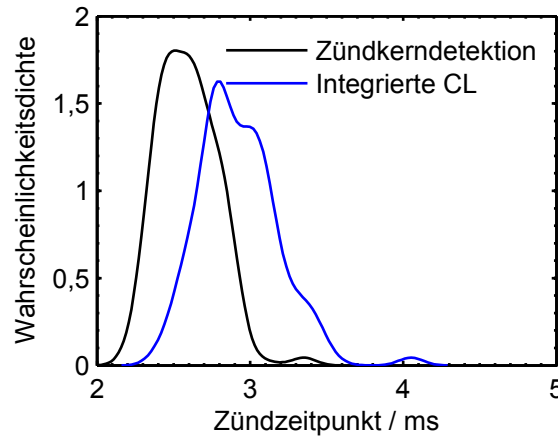
Wichtige Parameter zum Vergleich der Dynamik der Selbstzündung bei verschiedenen Betriebsparametern sind der Zündzeitpunkt  $\tau_{ign}$ , sowie der Zündort, bzw. die Zündhöhe  $h_{ign}$ . Der Zündzeitpunkt ist hierbei die Zeitspanne zwischen dem Austreten des Brennstoffjets aus der Düse und dem Auftreten des ersten Zündkerns. Für die Bestimmung des Zündzeitpunktes kommen verschiedene Methoden und Messgrößen in Frage, die im Folgenden diskutiert werden.

Wie in Kapitel 2 besprochen, werden in der Literatur häufig  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CH}^*$ , OH und CH als Marker für die Selbstzündung verwendet. Da in der vorliegenden Konfiguration der Zündort starken räumlichen Schwankungen unterworfen ist (vgl. Abschnitt 7.4.4), kommen zur statistischen Auswertung des Zündortes und des Zündzeitpunktes keine planaren Messtechniken in Frage. Für die statistische Untersuchung der Selbstzündung werden daher Chemolumineszenz-Messungen angewendet. Abbildung 7.43 zeigt das normierte integrierte Chemolumineszenz-Signal von simultan gemessener OH-Chemolumineszenz [ $\text{OH}^*$ ] (blau) und CH-Chemolumineszenz [ $\text{CH}^*$ ] (schwarz). Die Referenzzeit  $t=0$  ist die Zeit, zu der der Brennstoffstrahl die Düse



**Abb. 7.43:** Integrierte CH-Chemolumineszenz [ $\text{CH}^*$ ] (schwarz) und OH-Chemolumineszenz [ $\text{OH}^*$ ] (blau) für ein Selbstzündereignis bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

verlässt. Sowohl das  $\text{OH}^*$ - als auch das  $\text{CH}^*$ -Signal wurden im Bereich  $-15 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$  und  $15 \text{ mm} < z < 60 \text{ mm}$  integriert. Zunächst ist für beide Messgrößen ein geringes Signal zu beobachten, das vom Hintergrundrauschen der Detektoren stammt. Bei  $t = 2,55 \text{ ms}$  ist ein Anstieg des  $\text{OH}^*$ -Signals zu sehen, das innerhalb von  $1,65 \text{ ms}$  sein Maximum erreicht. Anschließend fällt das Signal etwas ab, um danach um einen konstanten Mittelwert von etwa 80 % des Maximalwerts zu schwanken. Das  $\text{CH}^*$ -Signal zeigt einen ähnlichen Verlauf, jedoch ist der Signalanstieg hier erst  $0,1 \text{ ms}$  später zu beobachten. Dies liegt am langsameren Reaktionspfad, der zur Bildung von  $\text{CH}^*$  führt [122, 213]. Das Signalmaximum erreichen  $\text{OH}^*$  und  $\text{CH}^*$  zum gleichen Zeitpunkt. Für die nachfolgenden Untersuchungen wird also  $\text{OH}^*$  verwendet, da hier die Selbstzündung im Vergleich zu  $\text{CH}^*$  früher erfasst werden kann. Neben der Betrachtung des integrierten OH CL-Signals zur Bestimmung des Zündzeitpunktes kommt auch eine Detektion von Zündkernen, wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben, in Betracht. Abbildung 7.44 zeigt einen Vergleich der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der mit Hilfe des integrierten OH CL-Signals (blau) und der mit Hilfe der Detektion des ersten Zündkerns (schwarz) bestimmten Zündzeitpunkte. Deutlich ist zu erkennen, dass die Detektion von einzelnen Zündkernen über bildgebende Chemolumineszenz-Verfahren deutlich frühere Zünd-

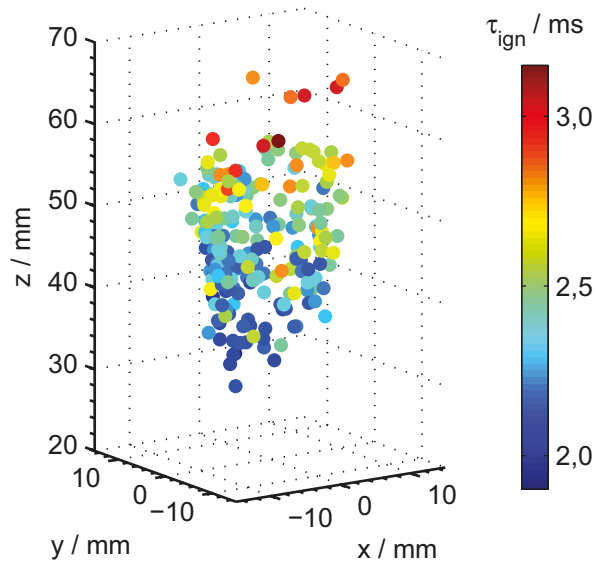


**Abb. 7.44:** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Zündzeitpunktes, bestimmt mit Zündkerndetektion (schwarz) und integrierter OH-Chemolumineszenz (blau).

zeitpunkte liefert als die reine Detektion der räumlich integrierten Chemolumineszenz aus der Messstrecke. Der mit Hilfe von einzelnen Zündkernen bestimmte mittlere Zündzeitpunkt beträgt 2,59 ms (mit einer Standardabweichung von 0,19 ms), der mittlere Zündzeitpunkt, der mit Hilfe der räumlich integrierten Chemolumineszenz bestimmt wurde, beträgt 2,92 ms (mit einer Standardabweichung von 0,26 ms). Für eine möglichst sensitive Detektion des Zündzeitpunktes sind also bildgebende Verfahren deutlich besser geeignet als Verfahren, die lediglich die räumlich integrierte Chemolumineszenz detektieren, wie z. B. Detektion mit Photomultipliern. Des Weiteren bieten sich mit bildgebenden Verfahren viele weitere Vorteile, wie z. B. die in Abschnitt 6.2.2 beschriebene Bildverarbeitung hinsichtlich Unterdrückung von Sensorrauschen und Bestimmung des Zündortes.

### 7.4.3 Out-of-Plane Effekte

Um bei Messungen von Selbstzündung mit planaren Lasermesstechniken eine Aussage über das Verhalten von Zündkernen treffen zu können, ist eine genaue Kenntnis der Lage der Zündkerne im dreidimensionalen Raum erforderlich. Ansonsten kann es passieren, dass in planaren Messungen Zündkerne, die außerhalb des Laserlichtschnitts entstehen und durch Flammenausbreitung in die Messebene wandern, als Zündkerne in der Messebene fehlinterpretiert werden. In dieser Arbeit wird daher der Zündort durch die Messung von OH-Chemolumineszenz aus zwei Blickrichtungen rekonstruiert. Abbildung 7.45 zeigt die räumliche Verteilung der detektierten Zündkerne für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Farblich dargestellt ist der Zündzeitpunkt. Die Zündkerne entstehen auf einem Kegelmantel um den einströmenden Brennstoffstrahl. Zündung tritt mit zunehmender axialer Position der Zündkerne immer später auf. Während die niedrigsten detektierten Zündkerne nach etwa 2,0 ms



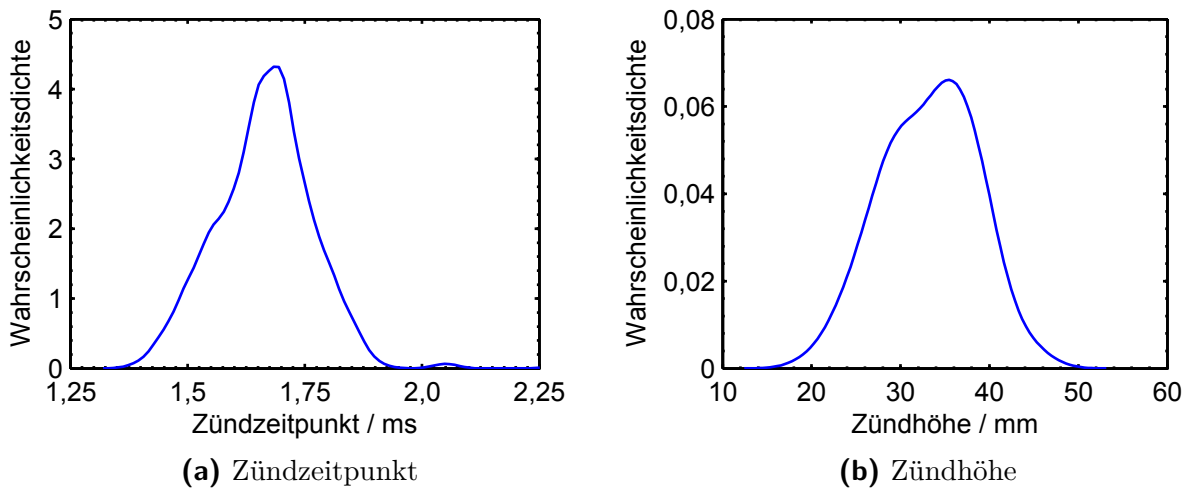
**Abb. 7.45:** Räumliche Verteilung der gemessenen Zündkernpositionen für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Farblich kodiert ist der Zündzeitpunkt.

auftreten, benötigten Zündkerne bei hohen axialen Positionen teilweise mehr als 3,0 ms bis zur Zündung. Zündzeitpunkt und Zündort sind also miteinander korreliert. Grund hierfür ist unter anderem die längere Transportzeit von Brennstoff zu höheren axialen Positionen. Die Spitze des Brennstoffstrahls benötigt für die Strecke von  $z = 20$  mm nach  $z = 60$  mm etwa 1 ms, dies entspricht ungefähr dem beobachteten Unterschied der Zündzeitpunkte für diese axialen Positionen.

Mit Hilfe der quasi-tomographischen Rekonstruktion von Zündkernorten können Messungen mit planaren Messtechniken zuverlässig interpretiert werden. Um als Zündkern in der Laserlichtschnittebene erkannt zu werden, muss sich der mit OH-Chemolumineszenz bestimmte Schwerpunkt des Zündkerns innerhalb von  $y = 0 \pm 0,75$  mm befinden. Da die projizierte Größe eines detektierten Zündkerns mindestens  $2 \text{ mm}^2$  beträgt (siehe Abschnitt 6.2.2), liegt also immer ein großer Anteil des Zündkerns innerhalb der Messebene. Alle im Folgenden dargestellten Zündereignisse, die mit planaren Messtechniken erfasst wurden, befanden sich innerhalb des Laserlichtschnitts.

#### 7.4.4 Zeitliche und räumliche Verteilung von Zündkernen

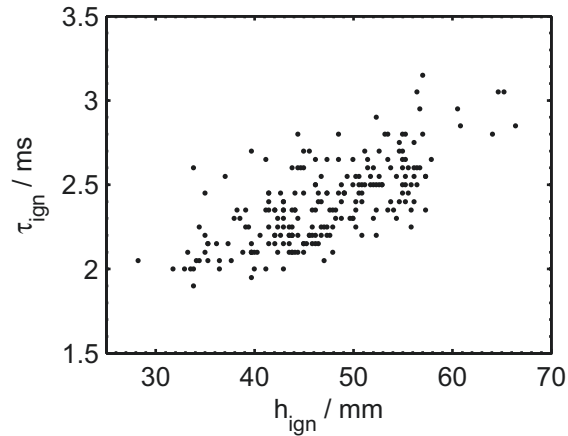
Wichtige Größen zur Charakterisierung von Selbstzündung sind der Zündzeitpunkt und die Zündhöhe sowie ihre statistische Verteilung. Abbildung 7.46 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von Zündort und Zündzeitpunkt für Betriebspunkt M-1585-4,1-182-T-R. Der mittlere Zündzeitpunkt beträgt hier 1,67 ms mit einer Standardabweichung von 0,11 ms,



**Abb. 7.46:** Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von Zündzeitpunkt und Zündhöhe für Betriebspunkt M-1585-4,1-182-T-R.

d. h. 6,6 %. Die beobachteten Zündzeitpunkte umfassen einen Bereich von etwa 1,4 ms bis 2,3 ms. Deutlich breiter fällt die Verteilung der Zündhöhe aus. Hier beträgt der Mittelwert 33,2 mm mit einer Standardabweichung von 5,26 mm bzw. 15,8 %. Der Bereich der Zündhöhe liegt zwischen 19,0 mm und 46,6 mm. Die relative Standardabweichung des Zündortes ist also etwa dreimal größer als die relative Standardabweichung des Zündzeitpunktes. Die genaue Ursache der größeren relativen Standardabweichung des Zündortes im Vergleich zum Zündzeitpunkt ist aus den statistischen Auswertungen vorerst nicht ersichtlich. Die wahrscheinlichste Erklärung ist der Einfluss von turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen, Mischung und skalarer Dissipationsrate auf den Zündzeitpunkt und den Zündort. Dies kann durch eine rein statistische Betrachtung von Zündzeitpunkt und Zündort jedoch nicht abschließend beurteilt werden. Daher wird auf den Einfluss von Mischung und skalarer Dissipation auf die Selbstzündung anhand von 1D-Simulationen in Abschnitt 7.6 und anhand von Messungen des Mischungsbruchs und der skalaren Dissipation während der Selbstzündung in Abschnitt 7.7.1 genauer eingegangen. In der Literatur wurde ein ähnliches Verhalten beobachtet. Beispielsweise beobachteten Wright et al. [214] bei Selbstzündung von n-Heptan Sprays bei erhöhtem Druck einen sehr reproduzierbaren Zündzeitpunkt, während die Zündorte über einen großen räumlichen Bereich verteilt waren.

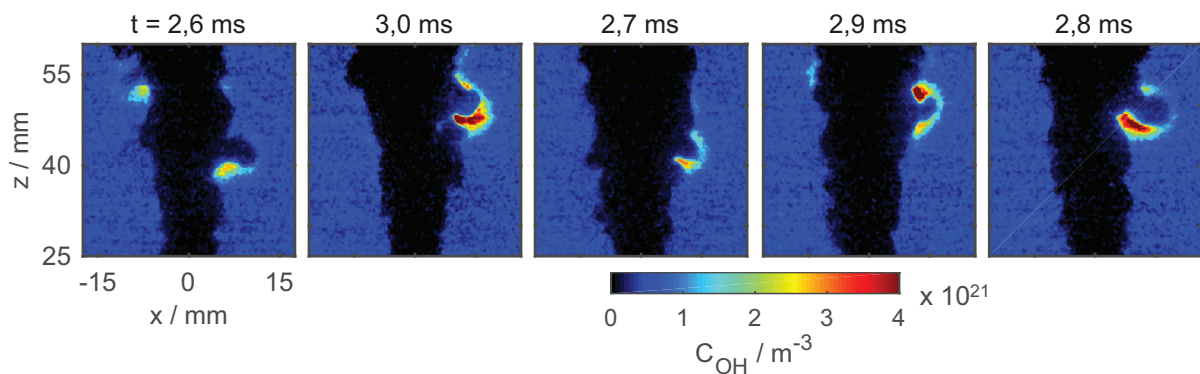
Im vorhergehenden Abschnitt 7.4.3 wurde bereits angesprochen, dass Zündzeitpunkt und Zündhöhe korreliert sind. Zur Klärung dieses Sachverhalts zeigt Abb. 7.47 einen Scatterplot von Zündhöhe und Zündort für 225 ausgewertete Selbstzündereignisse. Der mittlere Zündzeitpunkt korreliert nahezu linear mit der axialen Position der Zündkerne. Allerdings weisen beide Werte eine große Streuung auf, was den Einfluss von turbulenten Fluktuationen auf die Zündung unterstreicht.



**Abb. 7.47:** Korrelation von Zündort und Zündzeitpunkt.

### 7.4.5 Charakteristische Strömungsstrukturen am Ort der Zündung

In Abschnitt 7.4.1 wurde anhand eines beispielhaften Zündereignisses festgestellt, dass Zündkerne in Ausbuchtungen des Brennstoffjets entstehen. Wie aus Abb. 7.41 ebenfalls ersichtlich ist, kann ein solches Verhalten nicht mit sichtliniengemittelten Chemolumineszenz-Verfahren bestimmt werden; planare Messtechniken wie OH PLIF weisen jedoch die erforderliche räumliche Auflösung auf. Um näher zu untersuchen, ob dieses Verhalten zufällig oder systematisch auftritt, wurden weitere repräsentative Zündkerne, die sich innerhalb des Laserlichtschnitts bildeten, ausgewertet. Abbildung 7.48 zeigt fünf PLIF-Einzelschüsse jeweils zum Zeitpunkt der Detektion des ersten Zündkerns. In allen gezeigten Fällen entsteht der Zündkern an einer



**Abb. 7.48:** Fünf individuelle Zündereignisse, die die Tendenz von Zündkernen zeigen, an Ausbuchtungen des Brennstoffjets zu entstehen. Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

Ausbuchtung des Brennstoffjets und so gut wie immer unterhalb dieser Ausbuchtung. Dieses Verhalten ist typisch für die meisten beobachteten Zündkerne. In solchen Bereichen wird eine niedrige skalare Dissipationsrate und eine niedrige Streckungsrate erwartet, auf die Messung



hiervon wird in Abschnitt 7.7 näher eingegangen. Zusätzlich können hier auftretende Wirbel für längere Aufenthaltszeiten des zündenden Fluidelements führen.

Ein ähnliches Verhalten beobachteten Kortschik et al. [137]. Hier wurde Formaldehyd als Zündvorläufer (vgl. Gleichung M9 und M10 in Abschnitt 2.3.1) mit Hilfe von laserinduzierter Fluoreszenz in einer Gegenstromanordnung gemessen. Die Temperatur wurde dabei so gewählt, dass sie knapp unterhalb der Zündtemperatur lag. Vorzündchemie, die zur Bildung von Formaldehyd führt, ist in diesem Temperaturbereich bereits zu beobachten. Erhöhte Formaldehydkonzentrationen wurden in Bereichen mit konkaven Grenzflächen zwischen Luft und Brennstoff beobachtet, also in der Nähe von Strukturen, wie sie auch in dieser Arbeit beobachtet wurden. Aus direkter numerischer Simulation (DNS) von zündenden Grenzschichten wurde gefolgert, dass die skalare Dissipationsrate in Bereichen, in denen die Isokontur des reaktivsten Mischungsbruchs  $\xi_{mr}$  konkave Grenzflächen zur Luft hin zeigt, niedrig ist [128]. DNS-Rechnungen von zündenden Grenzschichten mit einfacher [131, 215–218] und detaillierter Chemie [133, 136, 219–221] zeigten, dass Selbstzündung entlang des reaktivsten Mischungsbruchs in Gebieten mit minimaler skalarer Dissipation in Form von lokalisierten Zündkernen auftritt.

### 7.4.6 Zusammenfassung

Die Untersuchung der Bildung von Zündkernen mit zeitlich hochauflösender laseroptischer Messtechnik zeigte, dass Selbstzündung in Randbereichen des Brennstoffstrahls in Form von lokalisierten Zündkernen auftritt. Chemolumineszenz-Messungen eignen sich hierbei gut für eine statistische Auswertung von Zündort und Zündzeitpunkt, das Verhalten von einzelnen Zündkernen kann mit Hilfe von automatisierter Bildverarbeitung untersucht werden. Besonders wichtig ist eine dreidimensionale Rekonstruktion des Zündorts. Bei planaren Messtechniken kann so unterschieden werden, ob ein Zündkern innerhalb der Messebene entsteht, oder außerhalb und erst durch Transport oder Wachstum in die Messebene eindringt. OH-Chemolumineszenz erlaubt hierbei aufgrund des schnelleren Bildungspfades von OH\* im Vergleich zu CH\* eine sensitivere Detektion des Zündzeitpunkts als CH-Chemolumineszenz. Mit Hilfe von laserinduzierter Fluoreszenz an OH konnte gezeigt werden, dass Zündkerne stromauf von Ausbuchtungen des Brennstoffjets entstehen. An diesen Stellen wird eine geringe skalare Dissipationsrate erwartet. Außerdem können Wirbel, die mit solchen Strukturen assoziiert sind, für vergleichsweise lange Aufenthaltszeiten bei hohen Mischungstemperaturen sorgen. Somit können zum einen Zündvorläufer gebildet werden, zum anderen können diese durch Wirbel an den Ort des Zündkerns transportiert werden.

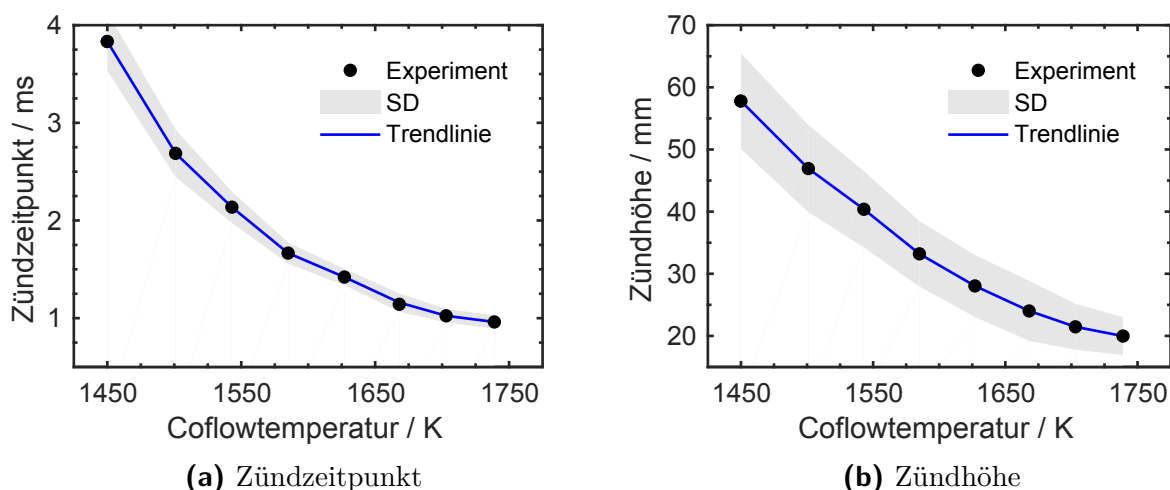
## 7.5 Einfluss der Randbedingungen auf die Selbstzündung

Nach der statistischen Betrachtung der Selbstzündung bei einem Referenzbetriebspunkt soll nun der Einfluss von Randbedingungen wie Coflowtemperatur, sowie Jet- und Coflowgeschwindigkeit auf die Selbstzündung untersucht werden. Als Ausgangspunkt für eine Parametervariation wurde Betriebspunkt M-1585-4,1-182-T-R gewählt, da hier eine Variation der Randbedingungen über einen großen Bereich möglich ist, ohne dass die Selbstzündung zu nahe an der Brennstoffdüse oder außerhalb der Brennkammer auftritt.

### 7.5.1 Einfluss der Coflowtemperatur auf die Selbstzündung

Wie in Abschnitt 2.2 besprochen, reagiert die Selbstzündchemie am empfindlichsten, nämlich exponentiell, auf Änderungen der Temperatur, jedoch nur linear auf eine Änderung der Konzentration der Hauptspezies. Um den Einfluss der Temperatur auf die Selbstzündung in der vorliegenden Konfiguration zu untersuchen, wurde die Coflowtemperatur im Bereich zwischen  $1465\text{ K} < T_{\text{coflow}} < 1757\text{ K}$  variiert und jeweils für verschiedene Coflowtemperaturen die Höhe des ersten auftretenden Zündkerns und der Zeitpunkt des Auftretens des ersten Zündkerns bestimmt. Die Variation der Coflowtemperatur erfolgte über eine Änderung des Äquivalenzverhältnisses der Wasserstoff-Luft-Matrixflamme. Die sich hierdurch ergebende Änderung der Zusammensetzung des Coflow wird im Folgenden vernachlässigt, da die Zusammensetzung die Selbstzündung, wie eingangs erwähnt, nicht so stark beeinflusst wie die Temperatur.

Abbildung 7.49 zeigt den Einfluss der Coflowtemperatur auf die Selbstzündung, und Abb. 7.49a den Einfluss der Coflowtemperatur auf den Zündzeitpunkt. Die schwarzen Punkte entsprechen dem Mittelwert des Zündzeitpunktes bei den gemessenen Coflowtemperaturen, der grau schraffierte Bereich markiert den Bereich der Standardabweichung für den jeweiligen Messpunkt. Die Statistik bezieht sich hierbei, wie auch in den folgenden Abschnitten, jeweils auf 225 einzelne Zündereignisse. Die blaue durchgezogene Linie dient als Hilfslinie zur besseren Visualisierung. Im untersuchten Temperaturbereich lag der mittlere Zündzeitpunkt  $\tau_{\text{ign}}$  zwischen 4,65 ms (maximaler Zündzeitpunkt bei der niedrigsten untersuchten Coflowtemperatur) und 0,80 ms (minimaler Zündzeitpunkt bei der höchsten untersuchten Coflowtemperatur) und nahm, wie zu erwarten, mit steigender Coflowtemperatur ab. Der mittlere Zündzeitpunkt betrug 3,83 ms mit einer Standardabweichung von 0,3 ms für eine Coflowtemperatur von 1465 K, und sank bei einer Coflowtemperatur von 1757 K auf einen Mittelwert von 0,96 ms mit einer Standardabweichung von 0,07 ms. Die höheren Werte von  $\tau_{\text{ign}}$  für niedrigere Temperaturen können durch eine erhöhte Zündverzugszeit erklärt werden, worauf in Abschnitt 7.6 näher eingegangen



**Abb. 7.49:** Abhängigkeit von Zündzeitpunkt und Zündhöhe von der Coflowtemperatur für Betriebspunkt M- $T_{coflow}$ -4,1-182-T-R.

wird. Es ist zu bemerken, dass nicht nur der Mittelwert des Zündzeitpunktes mit steigender Coflowtemperatur deutlich sinkt, sondern auch der Absolutwert der Standardabweichung. Die relative Standardabweichung sinkt jedoch nur gering von ca. 8 % bei  $T_{coflow} = 1465$  K auf ca. 7 % bei  $T_{coflow} = 1757$  K. Im Bereich  $1465 \text{ K} < T_{coflow} < 1520 \text{ K}$  beträgt die Sensitivität des Zündzeitpunktes  $0,021 \text{ ms/K}$ , dies entspricht einer relativen Sensitivität von 8,26. Im Bereich  $1721 \text{ K} < T_{coflow} < 1757 \text{ K}$  sinkt die Sensitivität des Zündzeitpunktes auf die Coflowtemperatur auf  $0,002 \text{ ms/K}$  bzw. auf eine relative Sensitivität von 2,99 (vgl. Abschnitt 7.2.6).

Abbildung 7.49b zeigt die Abhängigkeit der Zündhöhe von der Coflowtemperatur. Mit steigender Coflowtemperatur findet die Zündung immer näher an der Brennstoffdüse statt, Zündkerne treten in einem Bereich zwischen 14,3 mm (niedrigste Zündhöhe bei der höchsten Coflowtemperatur) und 79,6 mm (höchste Zündhöhe bei der niedrigsten Coflowtemperatur) auf. Auch der Mittelwert der Zündhöhe sinkt deutlich von 57,79 mm (mit einer Standardabweichung von 7,70 mm) bei  $T_{coflow} = 1465$  K auf 19,97 mm (mit einer Standardabweichung von 3,03 mm) bei  $T_{coflow} = 1757$  K. Auch hier ist wieder ein deutlicher Abfall des Mittelwerts und der absoluten Standardabweichung mit steigender Temperatur zu beobachten, die relative Standardabweichung steigt allerdings sogar leicht von etwa 13 % bei  $T_{coflow} = 1465$  K auf etwa 15 % bei  $T_{coflow} = 1757$  K an.

Bei den niedrigeren untersuchten Coflowtemperaturen sinkt die mittlere Zündhöhe zwischen  $T_{coflow} = 1520 \text{ K}$  und  $T_{coflow} = 1555 \text{ K}$  um  $0,18 \text{ mm/K}$  und bei den höheren Coflowtemperaturen zwischen  $T_{coflow} = 1685 \text{ K}$  und  $T_{coflow} = 1757 \text{ K}$  um  $0,06 \text{ mm/K}$ . Im Bereich der höheren Coflowtemperaturen weist die mittlere Zündhöhe eine ähnliche Temperaturabhängigkeit wie die mittlere Abhebehöhe auf (vgl. Abschnitt 7.2.8). Hier variiert die Temperatursensitivität zwischen  $T_{coflow} = 1684 \text{ K}$  und  $T_{coflow} = 1794 \text{ K}$  um  $0,05 \text{ mm/K}$ .

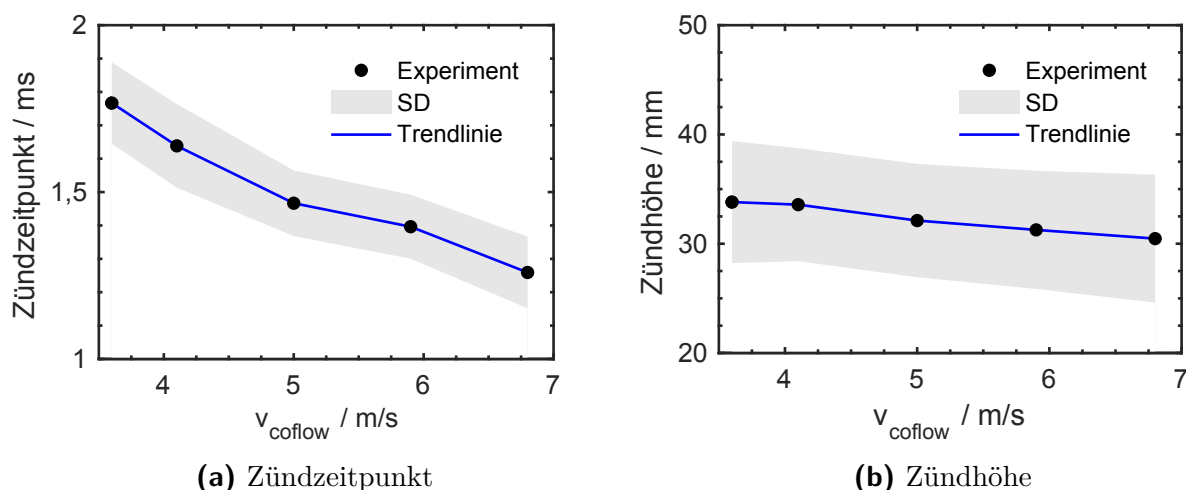
Dies entspricht einer relativen Sensitivität von 4,10 bzw. 3,86 (vgl. Abschnitt 7.2.6). Bei niedrigeren Coflowtemperaturen reagiert die Zündhöhe deutlich weniger sensitiv auf die Coflowtemperatur als die mittlere Abhebehöhe der stabil brennenden Jetflamme. Zwischen  $T_{\text{coflow}} = 1520 \text{ K}$  und  $T_{\text{coflow}} = 1555 \text{ K}$  beträgt die Temperatursensitivität der Abhebehöhe der Jetflamme  $0,38 \text{ mm / K}$ , also etwas mehr als doppelt so viel wie bei der Zündhöhe. Bei der Zündhöhe ist allerdings eine deutlich höhere Standardabweichung zu beobachten als bei der Abhebehöhe.

### 7.5.2 Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Selbstzündung

Selbstzündung tritt in einer Konfiguration mit Mischungsbruchgradienten am Ort des reaktivsten Mischungsbruchs auf (vgl. Abschnitt 2.6). In der vorliegenden Konfiguration, in der kalter Brennstoff in eine heiße Umgebung eingebracht wird, liegt der reaktivste Mischungsbruch im sehr mageren Bereich, da hier die höchsten Mischungstemperaturen auftreten; allerdings muss noch genügend Brennstoff für das Aufrechterhalten von Reaktionen vorhanden sein, wodurch der reaktivste Mischungsbruch nicht in einem beliebig mageren Bereich liegen kann. Der Bereich, in dem Selbstzündung auftritt, wird also von den Strömungseigenschaften des Coflow dominiert, wie z. B. von Oldenhof et al. [37] beobachtet. Um dies zu überprüfen, wurde die Coflowgeschwindigkeit  $v_{\text{coflow}}$  im Bereich  $3,6 \text{ m/s} < v_{\text{coflow}} < 6,8 \text{ m/s}$  variiert. Die niedrigste mögliche Coflowgeschwindigkeit ist hierbei durch die minimal notwendige Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases durch die Brennstoffmatrix limitiert, da bei einer zu niedrigen Strömungsgeschwindigkeit Wärmeverluste an die Brennermatrix auftreten, und somit die Temperaturrandbedingungen nicht mehr ausreichend definiert sind. Die höchstmögliche Coflowgeschwindigkeit wird durch den Druckabfall beim Durchströmen der Brennermatrix und die vorhandene Infrastruktur begrenzt.

Abbildung 7.50a zeigt den Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf den Zündzeitpunkt. Der Zündzeitpunkt nimmt mit steigender Coflowgeschwindigkeit beinahe linear ab, bei höheren Coflowgeschwindigkeiten tritt die Selbstzündung also immer früher auf. Während bei  $v_{\text{coflow}} = 3,6 \text{ m/s}$  der mittlere Zündzeitpunkt noch  $1,77 \text{ ms}$  beträgt (mit einer Standardabweichung von  $0,12 \text{ ms}$ ), beträgt der mittlere Zündzeitpunkt bei  $v_{\text{coflow}} = 6,8 \text{ m/s}$  nur noch  $1,26 \text{ ms}$  (mit einer Standardabweichung von  $0,11 \text{ ms}$ ). Dies entspricht (bei linearer Extrapolation) einer Sensitivität des Zündzeitpunktes auf die Coflowgeschwindigkeit von  $0,15 \text{ ms / m/s}$ , bzw. einer relativen Sensitivität von  $0,62$ .

Abbildung 7.50b zeigt die Abhängigkeit der Zündhöhe von der Coflowgeschwindigkeit. Auch hier ist mit steigender Coflowgeschwindigkeit eine Abnahme der mittleren Zündhöhe zu beobachten. Diese sinkt von  $33,81 \text{ mm}$  (mit einer Standardabweichung von

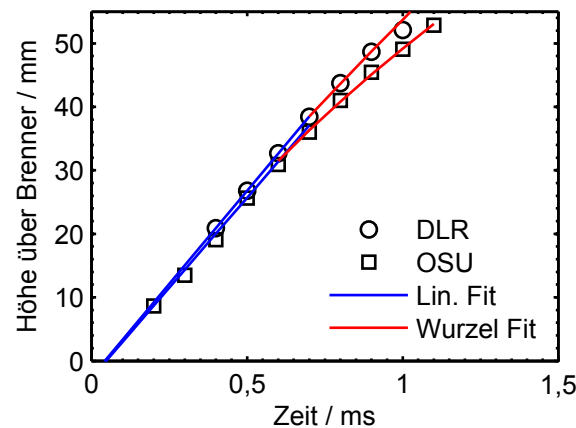


**Abb. 7.50:** Abhängigkeit von Zündzeitpunkt und Zündhöhe von der Coflowgeschwindigkeit für Betriebspunkt M-1585- $v_{\text{coflow}}$ -182-T-R.

5,58 mm) bei  $v_{\text{coflow}} = 3,6$  m/s auf 30,46 mm (mit einer Standardabweichung von 5,85 mm) bei  $v_{\text{coflow}} = 6,8$  m/s. Die Sensitivität beträgt hier 0,96 mm / m/s, die relative Sensitivität beträgt 0,21. Die Sensitivität von  $\tau_{\text{ign}}$  und  $h_{\text{ign}}$  auf eine Änderung der Coflowgeschwindigkeit ist also im Vergleich zu den anderen untersuchten Parametern gering. Dennoch hat die Coflowgeschwindigkeit einen Einfluss auf den Zündort und auch den Zündzeitpunkt. Da mit steigender Coflowgeschwindigkeit und gleichbleibender Jetaustrittsgeschwindigkeit die Scherschicht zwischen Coflow und Jet weniger ausgeprägt ist, sind dort mit zunehmender Coflowgeschwindigkeit niedrigere skalare Dissipationsraten zu erwarten, die die Zündung verlangsamen können. Zusätzlich kann durch die höhere Coflowgeschwindigkeit Übergleichgewichts-OH, das in der Reaktionszone der Matrixflamme gebildet wird, weiter stromab transportiert werden, bevor es durch Stöße abgebaut wird. Da OH ebenfalls einen Einfluss auf die Selbstzündung hat [222], ist dies eine weitere mögliche Begründung für den beobachteten Trend. Weiterhin verdoppelt sich mit einer Verdoppelung der Coflowgeschwindigkeit auch die thermische Leistung des Coflow. Dies kann die Selbstzündung ebenfalls beeinflussen, z. B. durch Erwärmung der Brennstoffdüse und damit einer leicht höheren Vorwärmung des Brennstoffs, oder auch durch Strahlungseffekte. Aufgrund dieser Punkte sind die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse nicht uneingeschränkt zur Validierung von numerischen Simulationen geeignet, liefern aber dennoch wichtige Hinweise auf den Einfluss der Coflowgeschwindigkeit auf die Selbstzündung.

### 7.5.3 Einfluss der Jetgeschwindigkeit auf die Selbstzündung

Der Referenzwert für die Selbstzündung ist der Zeitpunkt, zu dem der Jet die Brennstoffdüse verlässt. Die Zeit zwischen dem Triggersignal für das Öffnen des Magnetventils und dem Brennstoffaustritt aus der Düse variiert mit der Jetgeschwindigkeit. Daher wird zunächst kurz auf den zeitlichen Verlauf der Jeteindringtiefe eingegangen, um für verschiedene Jetgeschwindigkeiten den Zeitpunkt des Brennstoffaustritts aus der Düse zu bestimmen. Wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, konnte der zeitliche Verlauf der Jeteindringtiefe mit Hilfe von Rayleigh-Streuung sehr genau vermessen werden. Jedoch konnten aufgrund der beschränkten Messzeit an der Ohio State University dort nicht alle Parameterstudien durchgeführt werden. Daher wird im Folgenden der zeitliche Verlauf der Jeteindringtiefe aus den OH PLIF-Aufnahmen bestimmt. Hierfür wurde der zeitliche Verlauf der obersten axialen Position der Jet/Coflow-Grenzfläche (wie z. B. bei  $t = 0,9$  ms in Abb. 7.35 zu sehen) verwendet. Abbildung 7.51 zeigt einen Vergleich der mit OH PLIF (runde Symbole) und Rayleigh-Streuung (quadratische Symbole) gemessenen Jeteindringtiefe. Zusätzlich wurde der Verlauf

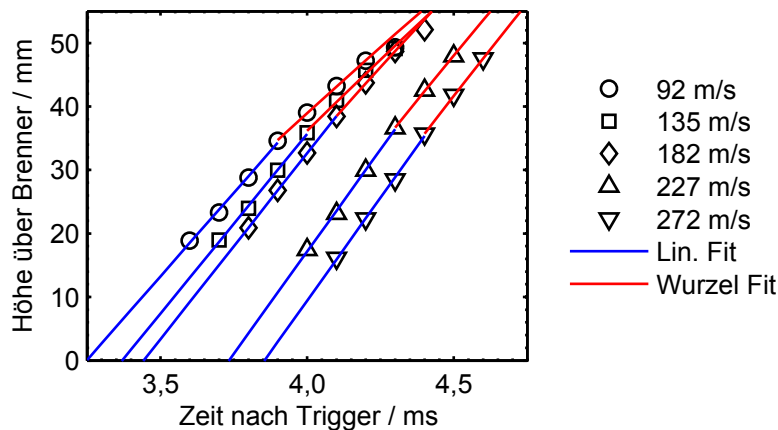


**Abb. 7.51:** Vergleich der mit OH PLIF beim DLR Stuttgart (runde Symbole) und mit Rayleigh-Streuung an der Ohio State University (OSU, eckige Symbole) gemessenen Jeteindringtiefe für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Die blaue Kurve entspricht einem Fit  $\propto t$ , die rote Kurve einem Fit  $\propto t^{1/2}$ .

der Jeteindringtiefe, wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, für  $z < 30$  mm mit einem Verlauf  $\propto t$  und für  $z > 30$  mm mit einem Verlauf  $\propto t^{1/2}$  gefittet. Aufgrund des deutlich schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses der OH PLIF-Messungen ist hier eine weniger präzise Messung des Verlaufs der Jeteindringtiefe zu erwarten. Die wichtigste zu bestimmende Eigenschaft ist jedoch der Zeitpunkt, zu dem der Brennstoffstrahl die Brennstoffdüse verlässt. Dies erfolgte in beiden Fällen durch lineare Extrapolation der Messpunkte mit  $z < 30$  mm. Wie in Abb. 7.51 gut zu erkennen ist, zeigt die lineare Extrapolation (blaue Kurven) für beide Messungen

einen nahezu identischen Verlauf und liefert den gleichen Startzeitpunkt für die Referenzzeit. Erst bei größeren Höhen und der Extrapolation  $\propto t^{1/2}$  sind Abweichungen zwischen beiden Messungen zu erkennen. Dies ist durch die fortschreitende Mischung während der Brennstoffeindüsung zu begründen: Mit fortschreitender Mischung wird der Gradient der OH-Konzentration an der Jetspitze schwächer und damit aufgrund des ohnehin schon schlechteren Signal-Rausch-Verhältnisses der OH PLIF-Messungen schwieriger zu bestimmen.

Abbildung 7.52 zeigt den zeitlichen Verlauf der Jeteindringtiefe für verschiedene Jetgeschwindigkeiten. Die Symbole sind jeweils die Mittelwerte der Position der Jetspitze (bestimmt aus

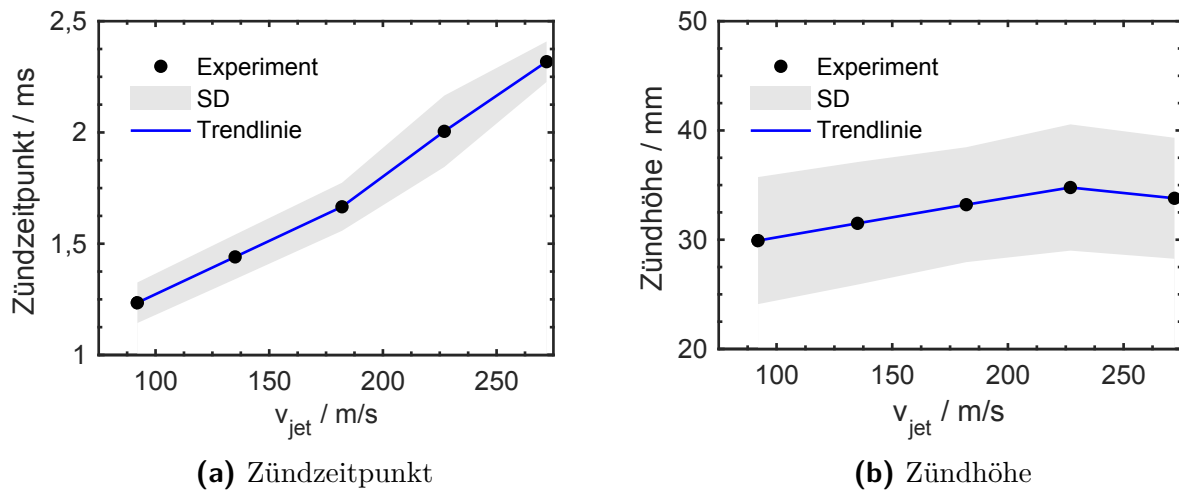


**Abb. 7.52:** Verlauf der Jeteindringtiefe für verschiedene Jetgeschwindigkeiten. Die blauen Kurven entsprechen einem Fit  $\propto t$ , die roten Kurven einem Fit  $\propto t^{1/2}$ .

225 einzelnen Brennstoffeindüsungen), die blauen Kurven repräsentieren jeweils einen Fit  $\propto t$  und die roten Kurven einen Fit  $\propto t^{1/2}$ . Die Referenzzeit in der Abbildung ist hierbei der Triggerpuls für die Öffnung des Magnetventils an der Brennstoffdüse. Es ist zu erkennen, dass bei höheren Jetgeschwindigkeiten der Jet die Brennstoffdüse zu immer späteren Zeitpunkten verlässt. Dies liegt an der Druckabhängigkeit des Öffnungszeitpunkts des Magnetventils im Vergleich zum Triggersignal. Bereinigt man die Ergebnisse um diesen Effekt, ist zu erkennen, dass die Steigung der Jeteindringtiefe mit zunehmender Jetgeschwindigkeit größer wird.

Abbildung 7.53a zeigt die Abhängigkeit des Zündzeitpunktes von der Jetgeschwindigkeit, bezogen auf den Zeitpunkt des Düsenaustritts des Brennstoffstrahls. Der Zündzeitpunkt steigt nahezu linear mit der Jetgeschwindigkeit an. Der minimale Zündzeitpunkt beträgt 1,0 ms bei einer Jetgeschwindigkeit von 92 m/s, der maximale Zündzeitpunkt beträgt 2,45 ms bei einer Jetgeschwindigkeit von 272 m/s. Die Sensitivität des Zündzeitpunktes auf die Jetgeschwindigkeit beträgt etwa  $5\mu\text{s} / \text{m/s}$ .

Abbildung 7.53b zeigt die Abhängigkeit der Zündhöhe von der Jetgeschwindigkeit. Auch hier ist zunächst ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Zündhöhe und Jetgeschwindigkeit zu erkennen; bei einer Erhöhung der Jetgeschwindigkeit über 225 m/s ist anhand der Statistik



**Abb. 7.53:** Abhängigkeit von Zündzeitpunkt und Zündhöhe von der Jetgeschwindigkeit für Betriebspunkt M-1585-4,1- $v_{\text{jet}}$ -T-R.

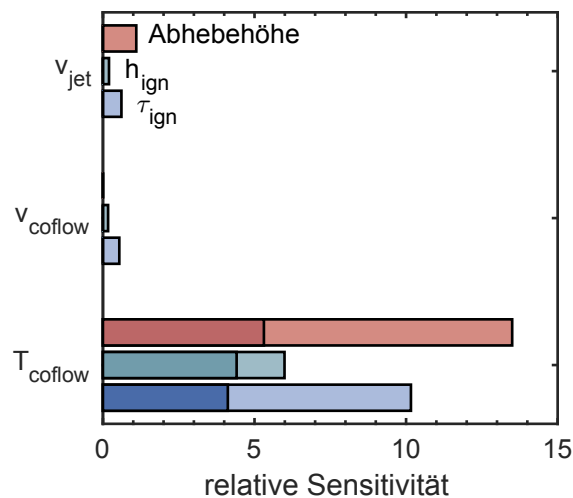
von 225 einzelnen Selbstzündereignissen jedoch eine Umkehr des beobachteten Trends zu sehen. Hier nimmt die Zündhöhe mit einer weiteren Erhöhung der Jetgeschwindigkeit ab. Unterhalb von  $v_{\text{jet}} = 225 \text{ m/s}$  beträgt die Sensitivität der Zündhöhe auf die Jetgeschwindigkeit  $0,025 \text{ mm/m/s}$ . Dies ist deutlich geringer als die beobachtete Sensitivität der Abhebehöhe der Jetflamme auf die Jetgeschwindigkeit. Diese beträgt  $0,12 \text{ mm/m/s}$ , also ca. das fünffache (vgl. Abschnitt 7.2.6). Eine Umkehr des Trends ist bei der Jetflamme allerdings nicht zu beobachten, hier nimmt die Abhebehöhe über den gesamten betrachteten Geschwindigkeitsbereich linear mit der Jetgeschwindigkeit zu.

Mit DNS-Rechnungen zeigten Hilbert et al. [133], dass die Zündung hauptsächlich durch das Auftreten einer minimalen skalaren Dissipationsrate beeinflusst wird und weniger durch Turbulenz bzw. die Reynolds-Zahl. Der minimale Wert der skalaren Dissipation, um Zündung zu erreichen, hing hierbei nur geringfügig vom Turbulenzgrad ab [133]. Da die abgehobene Flamme durch eine Kombination von Selbstzündung und Flammenausbreitung stabilisiert, wird diese stärker durch die Jetgeschwindigkeit beeinflusst. Die Zündhöhe wird dagegen, wie oben erwähnt, weniger durch die Turbulenz beeinflusst, sondern eher stärker durch die kürzeren Aufenthaltszeiten bis zum Erreichen einer bestimmten Höhe, wodurch bei gleichbleibender Zündverzugszeit die Bildung von Zündkernen mit erhöhter Jetgeschwindigkeit immer weiter stromab stattfindet.



### 7.5.4 Sensitivität der Selbstzündung und der Jetflamme auf die einzelnen Randbedingungen

Im folgenden Abschnitt wird noch einmal die Sensitivität der Selbstzündung und der abgehobenen Jetflamme auf die untersuchten Randbedingungen zusammengefasst. Abbildung 7.54 zeigt die relative Sensitivität der Zündhöhe  $h_{ign}$ , der Zündzeit  $\tau_{ign}$  und der Abhebehöhe  $LOH$  auf die Variation der Jetgeschwindigkeit  $v_{jet}$ , der Coflowgeschwindigkeit  $v_{coflow}$  und der Coflowtemperatur  $T_{coflow}$ . Da alle beobachteten Messgrößen nichtlinear auf eine Änderung



**Abb. 7.54:** Relative Sensitivität der Selbstzündung und der Jetflamme auf die Randbedingungen.

der Coflowtemperatur reagierten, zeigt jeweils der helle Bereich im Balkendiagramm den Bereich der beobachteten relativen Sensitivität auf eine Änderung der Coflowtemperatur. Eine Variation der Jetgeschwindigkeit hatte einen deutlich größeren Einfluss auf die Abhebehöhe als auf die Zündhöhe und auf den Zündzeitpunkt. Die stationäre Flamme wird durch eine Kombination von Selbstzündung und Flammenausbreitung stabilisiert, daher stabilisiert sie bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit immer weiter stromab. Die maximalen Flammengeschwindigkeiten treten nahe der Stöchiometrie auf, der Bereich der Flammenstabilisierung ist also stärker durch die Jetgeschwindigkeit beeinflusst als die extrem mageren Mischungsbrüche, bei denen Selbstzündung auftritt. Die Bereiche in denen Selbstzündung auftritt werden also eher durch den Coflow und dessen Geschwindigkeit dominiert. Die Bildung von Zündkernen wird stark durch das Vorkommen von geeigneten Strömungsstrukturen mit niedriger skalarer Dissipationsrate beeinflusst. Solche Strukturen werden anscheinend weniger stark von der Jetgeschwindigkeit beeinflusst und scheinen zudem unabhängig von der Jetgeschwindigkeit bei ähnlichen Höhen aufzutreten. Der Zündzeitpunkt reagiert sensitiver auf eine Änderung der Jetgeschwindigkeit als die Zündhöhe, was eventuell

auf einen verlangsamen Einfluss von höheren skalaren Dissipationsraten auf die Zündung bei höheren Jetgeschwindigkeiten zurückgeführt werden kann. Das Verhalten der stationären Jetflamme entspricht ähnlichen Ergebnissen aus der Literatur (siehe z. B. [20, 23, 28]).

Eine Variation der Coflowgeschwindigkeit zeigte nur auf die Zündhöhe und auf den Zündzeitpunkt einen messbaren Einfluss, die Abhebehöhe zeigte keinen erkennbaren Trend auf eine Variation der Coflowgeschwindigkeit. Den größten Einfluss auf alle untersuchten Parameter hatte jedoch die Coflowtemperatur. Die Sensitivität aller beobachteter Größen auf die Coflowtemperatur ist beinahe eine Größenordnung höher als auf die Variation der Jet- und Coflowgeschwindigkeit. Die größte Varianz an Sensitivität weist die Abhebehöhe auf, hier ist die Sensitivität bei niedrigen Coflowtemperaturen beinahe dreimal höher als die Sensitivität bei hohen Coflowtemperaturen. Die geringste Varianz an Sensitivität zeigt die Zündhöhe. Eine mögliche Erklärung hierfür ist der starke Einfluss von Streckung und skalarer Dissipation auf die Zündung. Zündung kann nur bei Streckungsraten unterhalb einer kritischen Streckungsrate auftreten (vgl. Abschnitt 7.6), die skalare Dissipationsrate nimmt zudem mit zunehmender axialer Position stark ab (vgl. Abschnitt 7.2.1). Somit ist es möglich, dass unterhalb einer bestimmten Höhe keine Zündung auftreten kann, und stromab dieser Höhe die skalare Dissipation schnell abnimmt und somit der Bereich, in dem Selbstzündung auftritt, vergleichsweise wenig von der Temperaturänderung beeinflusst wird.

Der Zündzeitpunkt wiederum weist eine starke Varianz an Sensitivitäten auf. Dies liegt an der exponentiellen Abhängigkeit der Zündverzugszeit von der Temperatur (vgl. Abschnitt 2.2).

### 7.5.5 Zusammenfassung

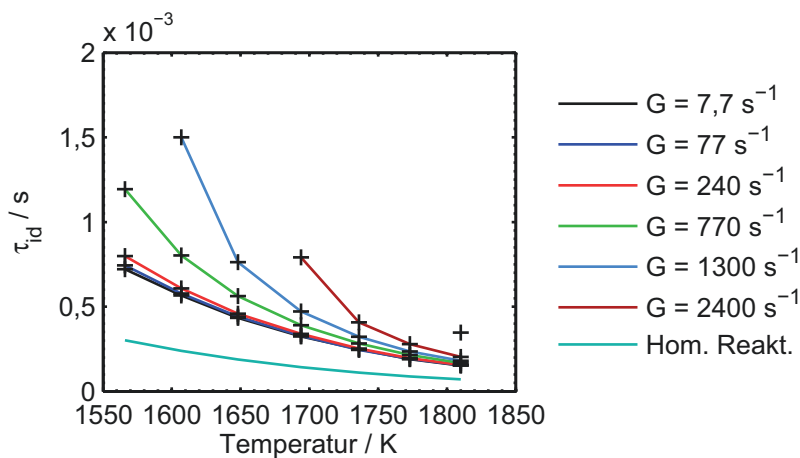
Zur Quantifizierung des Einflusses von Temperatur- und Geschwindigkeitsrandbedingungen auf die Selbstzündung wurden die Jet- und Coflowgeschwindigkeit sowie die Coflowtemperatur über einen breiten Parameterbereich variiert und ihr Einfluss auf die Selbstzündung dargestellt. Da Zündung in sehr mageren Bereichen an der Peripherie zwischen Brennstoffstrahl und Coflow auftritt, zeigte sich, dass die Coflowgeschwindigkeit die Zündhöhe und den Zündzeitpunkt beeinflusst. Aufgrund der großen Differenz zwischen Jet- und Coflowgeschwindigkeit sind die Absolutwerte allerdings gering im Vergleich zu den beiden anderen Einflussparametern. Die Coflowtemperatur hingegen hat aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Zündverzugszeit von der Temperatur den stärksten Einfluss auf die Selbstzündung. Da die Zündung stark von der lokalen Streckungsrate abhängt und sich diese mit zunehmender Jetgeschwindigkeit erhöht, hat diese ebenfalls einen Einfluss auf die Selbstzündung. Allerdings beeinflusst die Jetgeschwindigkeit die Abhebehöhe der stationären Jetflamme deutlich stärker als die Zündhöhe.

## 7.6 1D-Simulationen zur Abschätzung des Einflusses von Streckung auf die Selbstzündung

Die Selbstzündwahrscheinlichkeit und die Zündverzugszeit hängen stark von der lokalen Gemischzusammensetzung und von der lokalen Streckungsrate bzw. skalaren Dissipationsrate ab (vgl. Kapitel 2 und Ref. [128]). Um den Einfluss von Streckung und Mischung auf die Zündung abschätzen zu können, wurde im Rahmen einer Kooperation von Robert Schießl am Institut für Technische Thermodynamik des Karlsruher Instituts für Technologie mit Hilfe des Programms INSFLA [206] Selbstzündung in einem homogenen Reaktor und in einer Gegenstromanordnung für die Randbedingungen der hier vorgestellten Experimente berechnet (vgl. Kapitel 2). Die Ergebnisse dieser Zusammenarbeit wurden bereits teilweise in [42] veröffentlicht.

### 7.6.1 Einfluss von Streckung auf die Zündverzugszeit

Die berechneten Zündverzugszeiten in der Gegenstromanordnung in Abhängigkeit der lokalen Streckungsrate  $G$  und der Temperatur sind in Abb. 7.55 dargestellt. Die Streckungsrate



**Abb. 7.55:** Temperaturabhängigkeit der berechneten Zündverzugszeiten in Abhängigkeit von der lokalen Streckungsrate  $G$  im Vergleich zu Zündverzugszeiten in einem homogenen Reaktor (bereits veröffentlicht in [42]).

bezieht sich hierbei auf Ort und Zeitpunkt der Zündung. Der Zündzeitpunkt wurde als der Zeitpunkt definiert, zu dem die OH-Konzentration über die doppelte Gleichgewichts-OH-Konzentration des Coflow ansteigt, was der Sensitivität der OH PLIF-Messungen entspricht. Ein direkter Vergleich der berechneten Zündverzugszeiten mit dem Experiment ist nicht möglich, da die Simulationen das Strömungsfeld stark vereinfacht betrachten. Des Weiteren

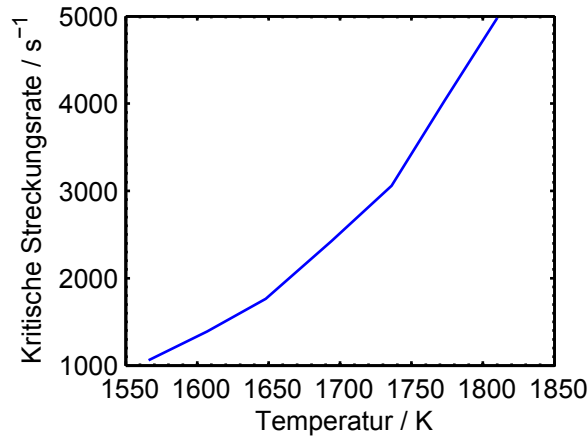
wurde für eine statistische Auswertung der experimentell ermittelten Zündverzugszeit OH-Chemolumineszenz und nicht OH PLIF verwendet. OH-Chemolumineszenz liefert, wie in Abschnitt 7.4.1 besprochen, tendenziell spätere Zündzeitpunkte als OH PLIF. Tendenzen von Simulation und Experiment können jedoch verglichen sowie der Einfluss der Streckung auf die Zündverzugszeit abgeschätzt werden.

Die gemessenen (s. Abschnitt 7.5.1) und die simulierten Zündverzugszeiten weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Im Experiment tritt Zündung jedoch später auf als in der Simulation. Im Experiment beträgt der Unterschied der Zündzeitpunkte zwischen  $T_{ad} = 1566 \text{ K}$  und  $T_{ad} = 1810 \text{ K}$   $\Delta\tau_{ign,exp} = 1,73 \text{ ms}$  und ist somit größer, als der Unterschied  $\Delta\tau_{id,sim} = 0,6 \text{ ms}$  zwischen diesen beiden Temperaturen in der Simulation bei  $G = 77 \text{ s}^{-1}$ . Allerdings beträgt der Unterschied der Zündverzugszeiten bei  $G = 770 \text{ s}^{-1}$  bereits  $1,05 \text{ ms}$ . Der größere Unterschied der Zündverzugszeiten bei der kältesten und heißesten untersuchten Coflowbedingung im Experiment im Vergleich zur Simulation kann also zumindest teilweise durch einen Einfluss von Streckung auf die Zündverzugszeit erklärt werden, der zudem bei niedrigeren Coflowtemperaturen stärker ist, als bei höheren Coflowtemperaturen. Zum Vergleich sind in Abb. 7.55 die Zündverzugszeiten für einen homogenen Reaktor eingetragen. Dies ist der Grenzfall ohne Einfluss von Transport oder Mischung auf die Selbstzündung. Es ist deutlich zu sehen, dass die Zündverzugszeiten für den homogenen Reaktor im Vergleich zur Gegenstromanordnung, die auch Transportprozesse einschließt, im gesamten untersuchten Temperaturbereich wesentlich geringer ausfallen. Dies gilt auch für die kleinsten untersuchten Streckungsraten. Selbst ohne die Berücksichtigung des Einflusses von Streckung spielt die Mischung also eine signifikante Rolle bei der Selbstzündung.

Der Einfluss der Streckung auf die Zündung ist stark temperaturabhängig. Aus den Simulationen lässt sich erkennen, dass die maximale Streckungsrate, die die Zündverzugszeit nicht wesentlich beeinflusst, je nach Temperatur zwischen  $G = 240 \text{ s}^{-1}$  und  $G = 2400 \text{ s}^{-1}$  liegt. Die minimale Streckungsrate, die einen signifikanten Einfluss auf die Zündverzugszeit hat, wird mit sinkender Temperatur also deutlich geringer. Auch reagiert die Zündverzugszeit mit sinkender Coflowtemperatur deutlich sensitiver auf die Streckungsrate. Für Temperaturen  $T < 1550 \text{ K}$  ist ein Einfluss von noch niedrigeren Streckungsraten auf die Zündverzugszeit zu erwarten. Mit Erhöhung der Streckungsrate wird die Zündverzugszeit deutlich verlängert, bis bei einer kritischen Streckungsrate  $G_{krit}$  die Zündung komplett unterdrückt wird.

## 7.6.2 Kritische Streckungsrate

In Abb. 7.56 ist die kritische Streckungsrate, oberhalb derer keine Selbstzündung auftritt, für verschiedene Coflowbedingungen aufgetragen. Im untersuchten Temperaturbereich liegt die



**Abb. 7.56:** Kritische Streckungsrate für die betrachteten Coflowtemperaturen.

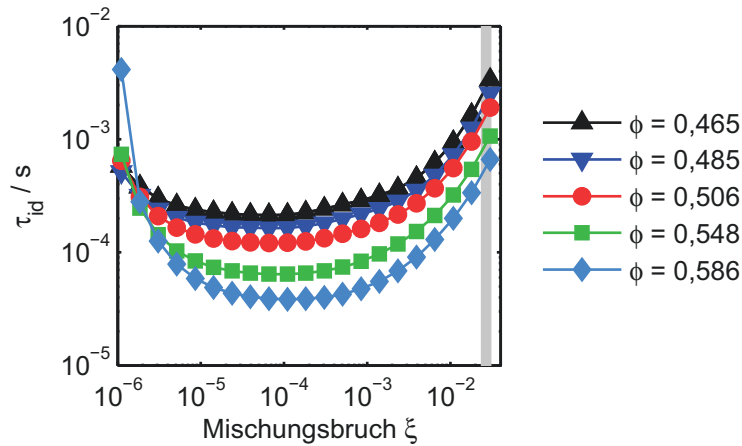
kritische Streckungsrate zwischen  $G_{krit} = 1000 \text{ s}^{-1}$  und  $G_{krit} = 5000 \text{ s}^{-1}$  und ist stark temperaturabhängig.

Den Hauptbeitrag für den Unterschied der absoluten Zündverzugszeiten zwischen Simulation und Experiment liefert, neben der unterschiedlichen Definition der Zündzeitpunkte in Experiment und Simulation, die Struktur der Strömung. Bei niedrigen axialen Positionen treten deutlich höhere skalare Dissipationsraten auf als bei höheren axialen Positionen (vgl. Abschnitt 7.2). Somit ist auch die Streckungsrate am Randbereich des Jets sehr hoch. Dies führt zu einem deutlichen Einfluss der Streckung auf die Zündverzugszeit. Weiter stromab verringert sich die beobachtete skalare Dissipationsrate, dadurch entstehen eher Gebiete, die vorteilhafte Bedingungen für Selbstzündung bieten. Wie in Abschnitt 7.4.3 beschrieben, sind zudem Zündort und Zündzeitpunkt korreliert, d. h. bei gleichen Coflowbedingungen tritt die Selbstzündung bei höheren axialen Positionen später auf.

## 7.6.3 Reaktivster Mischungsbruch

In Konfigurationen mit kaltem Brennstoff und heißem Oxidator liegt der reaktivste Mischungsbruch (engl. *most reactive mixture fraction*,  $\xi_{mr}$ , vgl. Abschnitt 2.6) im sehr mageren Bereich. Hier werden die höchsten Mischungstemperaturen erreicht und damit aufgrund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der Zündverzugszeit auch die schnellste Zündung.

Allerdings wird eine gewisse Menge an Brennstoff benötigt, um Reaktionen aufrecht erhalten zu können, sodass der reaktivste Mischungsbruch nicht beliebig mager sein kann. Abbildung 7.57 zeigt die in einem homogenen Reaktor berechneten Zündverzugszeiten als Funktion des Mischungsbruchs mit dem Coflow-Äquivalenzverhältnis  $\phi$  als Parameter. Sowohl Ordinate



**Abb. 7.57:** Abhängigkeit der Zündverzugszeit von Mischungsbruch und Coflow-Äquivalenzverhältnis  $\phi$ . Der schmale grau schraffierte Bereich entspricht dem Bereich des stöchiometrischen Mischungsbruchs für die verschiedenen Coflowbedingungen.

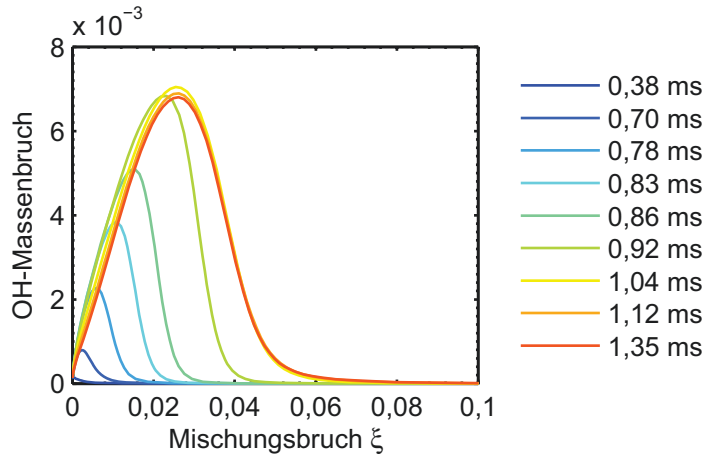
als auch Abszisse sind hier der besseren Übersicht halber logarithmisch skaliert. Der schmale grau schraffierte Bereich entspricht dem Bereich des stöchiometrischen Mischungsbruchs für die einzelnen Coflowbedingungen.

Der Mischungsbruch mit minimaler Zündverzugszeit  $\xi_{mr}$  liegt im Bereich zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-5}$ , etwa zwei Größenordnungen unterhalb des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st}$ . Dieser liegt zwischen ca.  $0,02 < \xi_{st} < 0,03$ , je nach Coflowbedingung. Die beobachteten Zündverzugszeiten liegen, je nach Mischungsbruch und Coflowbedingung, etwa zwischen  $5 \cdot 10^{-5}$  s und  $5 \cdot 10^{-3}$  s. Da die Zündverzugszeiten für sehr magere Mischungsbrüche mehr als eine Größenordnung niedriger liegen als für stöchiometrische Mischungsbrüche, ist zu erwarten, dass Selbstzündung in der vorliegenden Konfiguration an der äußersten Peripherie des Brennstoffjets auftritt.

#### 7.6.4 Zeitliche Entwicklung von Zündkernen

Aufschluss über die zeitliche Entwicklung eines Zündkerns kann über eine Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Reaktionszone im Mischungsbruchraum gewonnen werden. Die Reaktionszone kann hierbei z. B. über das Maximum der Wärmefreisetzungsrate oder des OH-Massenbruchs bestimmt werden. Letztere Methode bietet die beste Vergleichbarkeit mit

den OH PLIF-Messungen und wurde daher hier angewendet. Abbildung 7.58 zeigt die zeitliche Entwicklung des OH-Massenbruchs in Abhängigkeit vom Mischungsbruch für ein Coflow-Äquivalenzverhältnis  $\phi_{coflow} = 0,485$ . Der OH-Massenbruch steigt zuerst bei  $t = 0,38$  ms bei



**Abb. 7.58:** Zeitliche Entwicklung des OH-Massenbruchs als Funktion des Mischungsbruchs.

einem Mischungsbruch  $\xi < 0,005$  an. Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, liegt der reaktivste Mischungsbruch  $\xi_{mr}$  im Bereich zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-5}$ . Im Folgenden steigt der OH-Massenbruch weiter an, bis er bei  $t = 1,04$  ms sein Maximum erreicht. Das lokale Maximum des OH-Massenbruchs wandert dabei mit fortschreitender Zeit zu immer größeren Mischungsbrüchen, bis es bei  $t > 0,92$  ms den stöchiometrischen Mischungsbruch  $\xi_{st} = 0,0286$  erreicht. Im weiteren zeitlichen Verlauf bleibt das Maximum des OH-Massenbruchs bei  $\xi_{st}$ , während der OH-Massenbruch anschließend wieder leicht sinkt. Weiterhin nimmt der OH-Massenbruch bei nahezu jedem Mischungsbruch bis zum Erreichen des absoluten Maximums bei  $t = 1,04$  ms zu.

Nach Bildung eines Zündkerns beim reaktivsten Mischungsbruch  $\xi_{mr}$  wandert der Zündkern, repräsentiert durch das Maximum des OH-Massenbruchs, also zu immer höheren Mischungsbrüchen, bis die Reaktionszone den Mischungsbruch  $\xi = \xi_{st}$  erreicht. Anschließend stabilisiert sich die Reaktionszone beim stöchiometrischen Mischungsbruch, da hier die laminare Flammengeschwindigkeit ihr Maximum erreicht (vgl. Anhang A.1). Zunächst bildet sich also eine Reaktionszone beim reaktivsten Mischungsbruch  $\xi_{mr}$ . Die Reaktion wird hier durch Selbstzündung initiiert. Anschließend findet ein Übergang hin zu einer durch Flammenausbreitung stabilisierten Reaktion beim Mischungsbruch mit maximaler Flammengeschwindigkeit statt. Auch bei sehr mageren Mischungsbrüchen ist weiterhin ein OH-Massenbruch zu sehen, der über dem Wert des Gleichgewichts-Massenbruchs im Coflow liegt. Dies kann zum einen durch Diffusion von OH aus der Reaktionszone erklärt werden, zum anderen kommen aber auch Reaktionen bei sehr mageren Mischungsbrüchen in Betracht, die auch nach Initiierung des ersten Zündkerns auftreten.

Wie in Abschnitt 7.4.1 gezeigt wurde, kann mit OH PLIF bereits die Gleichgewichts-OH-Konzentration im Coflow aufgelöst werden, die Detektionsschwelle für einen Zündkern liegt also etwa beim doppelten Wert des Gleichgewichts-Massenbruchs im Coflow von  $Y_{\text{OH}} = 8,2 \cdot 10^{-5}$  für  $\phi_{\text{coflow}} = 0,485$ .

### 7.6.5 Zusammenfassung

Anhand von 1D-Simulationen zündender Grenzschichten und mit Hilfe von Simulationen von homogenen Reaktoren konnte gezeigt werden, dass die lokale Streckungsrate einen großen Einfluss auf die Selbstzündung hat. Die Zündverzugszeit kann bei den hier untersuchten Bedingungen durch den Einfluss von Streckung bis zu einem Faktor 2 verlängert werden. Auch Transportprozesse haben einen deutlich verlangsamen Einfluss auf die Zündverzugszeit. Der Einfluss der Streckung auf die Zündverzugszeit ist stark temperaturabhängig, ebenso die kritische Streckungsrate, oberhalb derer keine Selbstzündung mehr stattfinden kann. Der reaktivste Mischungsbruch wurde für die hier untersuchten Betriebspunkte anhand eines homogenen Reaktors berechnet und liegt etwa zwei Größenordnungen unterhalb des stöchiometrischen Mischungsbruchs. Anhand der Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Selbstzündung konnte gezeigt werden, dass Zündkerne zunächst bei sehr mageren Mischungen beim reaktivsten Mischungsbruch entstehen und anschließend hin zum stöchiometrischen Mischungsbruch wandern, bei dem die höchsten laminaren Flammengeschwindigkeiten auftreten.

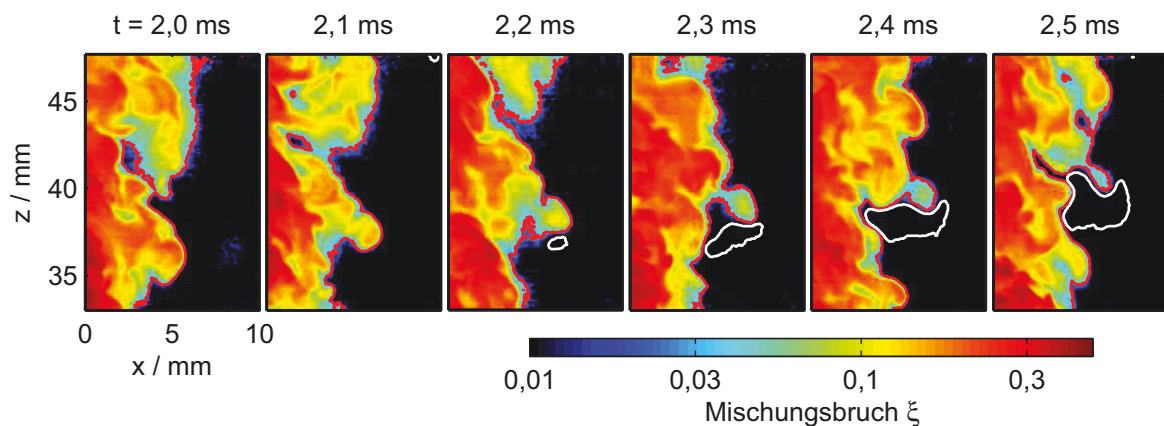


## 7.7 Einfluss von Mischungsbruch, Temperatur und skalarer Dissipation auf die Selbstzündung

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt der Einfluss der Streckung (und der damit gekoppelten skalaren Dissipationsrate) auf die Selbstzündung anhand von 1D-Simulationen betrachtet wurde, wird im folgenden Abschnitt die Messung der skalaren Dissipationsrate sowie des Mischungsbruch- und Temperaturfeldes mit Hilfe von Rayleigh-Streuung während der Selbstzündung behandelt. Teilweise wurden die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse bereits in [44] veröffentlicht.

### 7.7.1 Qualitative Analyse

In Abb. 7.59 ist der Mischungsbruch während eines typischen Selbstzündereignisses für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R dargestellt. Die Bilder sind um  $z = 40$  mm zentriert, zur

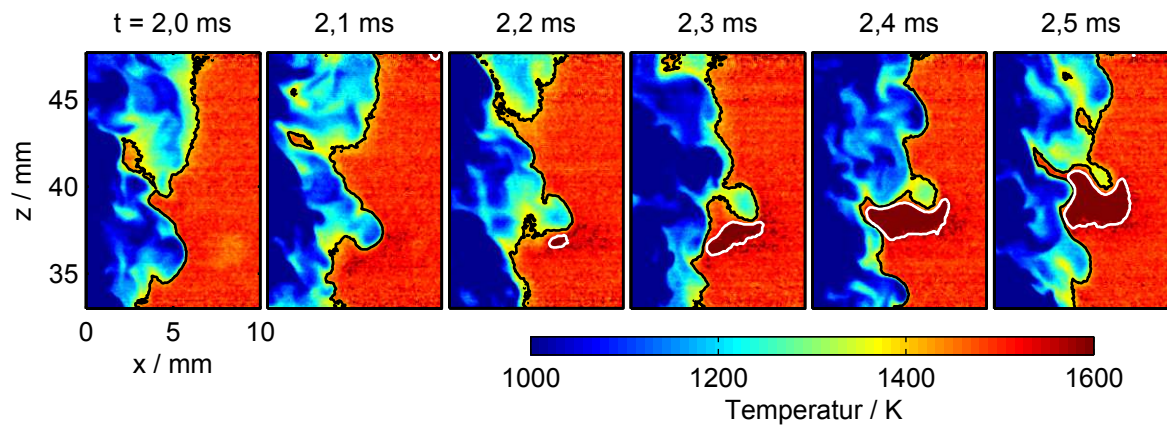


**Abb. 7.59:** Beispielhaftes Selbstzündereignis bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Die Farbskala des abgebildeten Mischungsbruchs ist wegen des großen Messbereichs logarithmisch skaliert. Die weiße Linie markiert die Isokontur der Temperatur  $T = 1560$  K und die rote Linie markiert die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,0297$  (bereits veröffentlicht in [44]).

besseren Übersicht ist nur das Gebiet rechts der Symmetrieachse dargestellt. Um die Ergebnisse leichter mit anderen Messgrößen (Temperatur und skalare Dissipation, siehe weiter unten) vergleichen zu können, sind die Isokonturen des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,0297$  (rot) und der Temperatur  $T = 1560$  K (weiß) zur Visualisierung von zündenden Regionen eingezeichnet. Die Bildsequenz beginnt bei  $t = 2,0$  ms, bzw. 1,3 ms nachdem die Jetspitze das Messgebiet passiert hat. Wie in Abschnitt 7.3.2 diskutiert, ist das Mischungsbruchfeld zu diesem Zeitpunkt in einem stationären Zustand, d. h. der Einfluss der transienten

Brennstoffeindüsung ist abgeklungen.

Es sind bereits große Gebiete mit guter Mischung zwischen Brennstoff und Oxidator mit Mischungsbrüchen  $\xi < 0,1$  zu sehen. Der maximale Mischungsbruch auf der Jetachse beträgt etwa  $\xi = 0,37$ , was eine fortgeschrittene Mischung auch auf der Jetachse zeigt. Entsprechend ist die Temperatur auf der Jetachse bereits auf 1000 K angestiegen, was sehr deutlich oberhalb der Temperatur des reinen Brennstoffjets ( $T_{BS} = 300$  K) liegt. Dies zeigt Abb. 7.60, die das Temperaturfeld für die selbe Messserie wie in Abb. 7.59 darstellt. Auch hier sind die Isokontu-

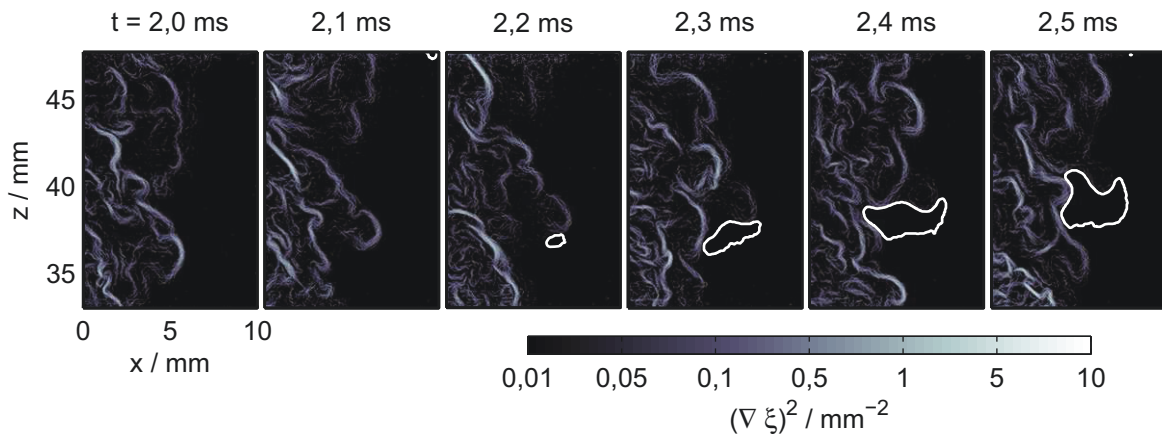


**Abb. 7.60:** Beispielhaftes Selbstzündereignis. Farbkodiert ist die Temperatur. Die weiße Linie markiert die Isokontur der Temperatur  $T = 1560$  K und die schwarze Linie markiert die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,0297$  (bereits veröffentlicht in [44]).

ren für den stöchiometrischen Mischungsbruch (schwarz) und für die Temperatur  $T = 1560$  K (weiß) eingezeichnet. Die Grenzschicht zwischen Brennstoffstrahl und Coflow, wie sie durch die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st}$  dargestellt wird, ist stark gefaltet, was durch die turbulenten Strukturen bei dieser Messposition hervorgerufen wird. Bei  $t = 2,0$  ms ist eine Ausbuchtung (d. h. eine konvexe Grenzfläche in Richtung Oxidator) zu erkennen, die bei etwa  $z = 36$  mm und  $x = 5$  mm entsteht. Anschließend erhöht sich die Krümmung der Jet-Coflow-Grenzfläche, und die Ausbuchtung löst sich beinahe vom Hauptbereich des Jets. In der Ausbuchtung tritt eine erhöhte Mischung auf, was am Abfall des Mischungsbruchs von  $\xi = 0,2$  auf  $\xi = 0,1$  zwischen  $t = 2,0$  ms und  $t = 2,3$  ms zu sehen ist. Bei  $t = 2,2$  ms entsteht ein Zündkern bei etwa  $z = 37$  mm und  $x = 7$  mm, wie durch die weiße Isokontur der Temperatur  $T = 1560$  K visualisiert. Der Zündkern wächst anschließend und dringt in die konkave Tasche links und stromauf der Ausbuchtung ein, an der der Zündkern entstand. Auch ist zu erkennen, dass sich der Zündkern außerhalb der Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs bildet, was eine Zündung bei sehr mageren Mischungsbrüchen belegt. Wie in Abschnitt 7.6 beschrieben, liegt der reaktivste Mischungsbruch  $\xi_{mr}$  für die vorliegenden Bedingungen eine Größenordnung unterhalb des stöchiometrischen Mischungsbruchs. Bei  $\xi_{mr}$  wird, basierend auf

DNS-Rechnungen in ähnlichen Konfigurationen [128] und den 1D-Simulationen im vorherigen Abschnitt, die Zündung erwartet. Der Dynamikbereich des Messsystems ist durch das Signal-Rausch-Verhältnis im Coflow limitiert, das durch Ausleserauschen der Kamera dominiert wird. Die Auflösungsgrenze liegt bei etwa  $\xi = 0,015$  bzw.  $\xi_{st}/2$ . Numerische Rechnungen mit Large Eddy Simulation (LES) [113] sagen voraus, dass die Zündung in der vorliegenden Konfiguration in Wirbeln am Randbereich des Brennstoffstrahls auftritt. Dies kann zum einen für eine erhöhte Mischung und zum anderen für eine vergleichsweise lange Aufenthaltszeit des zündenden Fluidelements sorgen.

In Abb. 7.61 sind nochmals die Ergebnisse der gleichen Messung wie in Abb. 7.59 und Abb. 7.60 dargestellt. Diesmal ist jedoch der quadrierte Gradient des Mischungsbruchs als



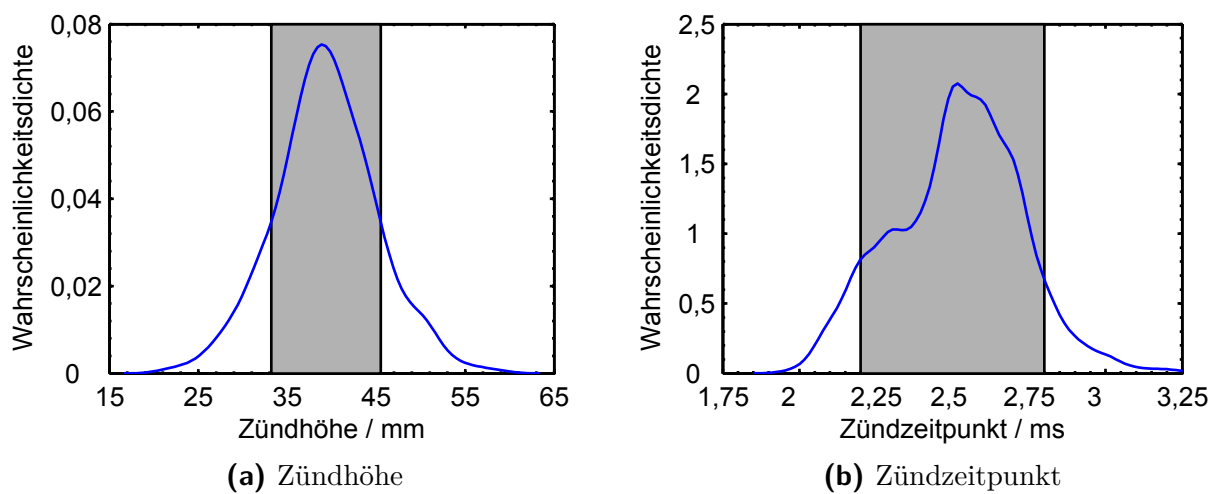
**Abb. 7.61:** Beispielhaftes Selbstzündereignis. Farbkodiert dargestellt ist der quadrierte Gradient des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipation mit einer logarithmischen Farbskala. Die weiße Linie markiert die Isokontur einer Temperatur  $T = 1560$  K (bereits veröffentlicht in [44]).

Maß für die skalare Dissipationsrate  $\chi = 2 \cdot D \cdot (\nabla \xi)^2$  dargestellt. Bei  $t = 2,1$  ms ist die Ausbuchtung des Brennstoff-Jets, an dem schließlich der oben beschriebene Zündkern auftreten wird, als ein Gebiet mit hoher skalarer Dissipation sichtbar. Im nächsten Bild, bei  $t = 2,2$  ms, ist die Entstehung des Zündkerns zu sehen (visualisiert durch die weiße Temperatur-Isokontur). Der Zündkern entsteht hierbei an einer Stelle der Jet-Coflow-Grenzfläche, an der die skalare Dissipationsrate deutlich gesunken ist. Anschließend wächst der Zündkern in einem Bereich mit sehr mageren Mischungen und niedriger skalarer Dissipation. Bei  $t = 2,4$  ms, nachdem der Zündkern deutlich in der Größe zugenommen hat, ist eine Reaktion (visualisiert durch den Temperaturanstieg) angrenzend an Bereiche mit hoher skalarer Dissipation sichtbar. Direkt in oder brennstoffseitig von Gebieten mit hoher skalarer Dissipation ist keine Reaktion zu sehen. Es ist jedoch zu beachten, dass, nachdem der Zündkern signifikant in der Größe zugenommen hat, auch ein Wachstum außerhalb der Messebene stattgefunden hat, so dass die Entwicklung des Zündkerns außerhalb der Messebene nicht mehr vernachlässigt werden kann.

### 7.7.2 Statistische Auswertung der Bedingungen am Zündort

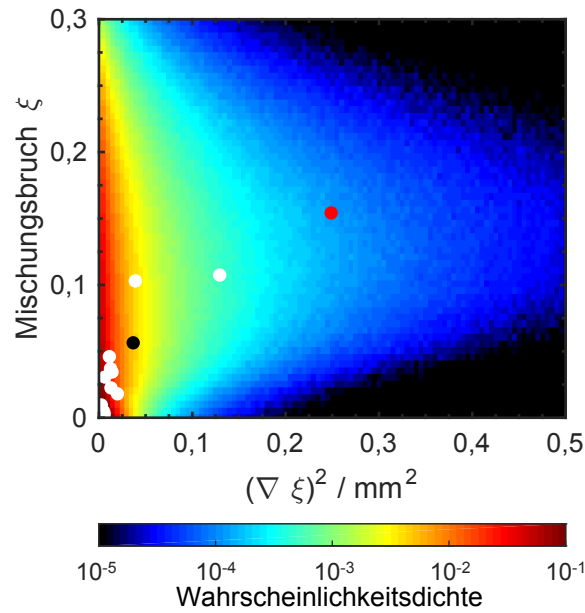
Die Analyse der Ergebnisse im vorherigen Abschnitt hat gezeigt, dass Zündkerne in Gebieten mit sehr mageren Mischungsbrüchen ( $\xi < \xi_{st}/2$ ) und in Gebieten niedriger skalarer Dissipation entstehen. In diesem Abschnitt soll eine statistische Auswertung vorgenommen werden, um diese Tendenz zu quantifizieren. Hierfür wird zunächst eine bivariate Verteilung des Mischungsbruchs und der skalaren Dissipation in dem Bereich erstellt, in dem Selbstzündung auftritt.

In Abb. 7.62 sind die Wahrscheinlichkeitsdichten der axialen Position und des Zündzeitpunkts aller simultan mit den Rayleigh-Messungen erfassten Zündereignisse für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R eingezeichnet. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen basieren jeweils



**Abb. 7.62:** Wahrscheinlichkeitsdichte von Zündzeitpunkt und Zündhöhe für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R (bereits veröffentlicht in [44]). Grau schraffiert ist der räumliche und zeitliche Bereich, der für die statistische Auswertung in Abb. 7.63 berücksichtigt wird.

auf 300 Messungen von Zündereignissen. Die wahrscheinlichste Zündhöhe beträgt hierbei 38,9 mm, dieser Wert liegt nahe der mittleren Zündhöhe von 39,3 mm. Die Standardabweichung der Zündhöhe beträgt 5,7 mm. Der wahrscheinlichste Zündzeitpunkt entspricht dem mittleren Zündzeitpunkt von  $t = 2,52$  ms. Die Standardabweichung des Zündzeitpunkts beträgt 0,21 ms. Wie in Abschnitt 7.7.1 gezeigt, scheinen der Mischungsbruch und damit gekoppelt die Temperatur am Zündort, sowie die skalare Dissipation, einen signifikanten Einfluss auf das räumliche und zeitliche Auftreten von Zündkernen zu haben. Um dies näher zu untersuchen, ist in Abb. 7.63 die bivariate Verteilung von Mischungsbruch und skalarer Dissipation für den Ort und Zeitpunkt der Selbstzündung dargestellt. Der räumliche und zeitliche Bereich, in dem die bivariate Verteilung ermittelt wurde, ist in Abb. 7.62 für die Zündhöhe und den Zündzeitpunkt jeweils als grau hinterlegter Bereich eingezeichnet.



**Abb. 7.63:** Statistische Betrachtung der Entstehung von Zündkernen im Mischungsbruch-Skalare Dissipation-Raum für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Die bivariate Verteilung ist farbkodiert in logarithmischer Skalierung dargestellt. Der räumliche und zeitliche Bereich, der bei dieser Auswertung berücksichtigt wird, ist in Abb. 7.62 grau schraffiert eingezeichnet. Die geschlossenen Symbole zeigen jeweils den Mischungsbruch und die skalare Dissipation am Ort eines Selbstzündkerns 0,1 ms vor Einsetzen der Zündung. Das schwarze Symbol zeigt hierbei das Selbstzündereignis, das in Abschnitt 7.7 detailliert diskutiert wurde, das rote Symbol ein Selbstzündereignis, das weiter unten in Abb. 7.64 näher erläutert wird (bereits veröffentlicht in [44]).

Zündkerne, die innerhalb des Laserlichtschnitts entstanden, wurden in radialen Bereichen zwischen  $3\text{ mm} < |x| < 9\text{ mm}$  beobachtet. Innerhalb dieser Parameter ( $33\text{ mm} < z < 45\text{ mm}$ ,  $3\text{ mm} < |x| < 9\text{ mm}$ ,  $2,2\text{ ms} < t < 2,8\text{ ms}$ ) wurde nun die bivariate Verteilung von Mischungsbruch und skalarer Dissipation für 300 Messserien bestimmt. Die bivariate Verteilung ist farblich kodiert in Abb. 7.63 dargestellt.

Von den 300 beobachteten Zündereignissen fanden etwa 7,5 % in der Ebene des Laserlichtschnitts statt. Damit ein Zündkern als im Laserlichtschnitt auftretend gewertet wird, muss der mit Hilfe von OH-Chemolumineszenz bestimmte Schwerpunkt des Zündkerns innerhalb eines Bereiches von  $\pm 0,75\text{ mm}$  um das Zentrum des Laserlichtschnitts detektiert werden. Da ein Zündkern eine projizierte Größe von etwa  $2\text{ mm}^2$  aufweisen muss, um detektiert zu werden, ist somit sichergestellt, dass der Großteil des Zündkerns in der Ebene des Laserlichtschnitts entsteht. Von diesen Ereignissen in der Ebene des Laserlichtschnitts wurden wiederum 90 % innerhalb der axialen Ausdehnung des Laserlichtschnitts beobachtet.

Da sich nicht immer ein Teil des Jets innerhalb des definierten Bereichs befand, sondern überwiegend Coflowfluid, ist das Maximum der bivarianten Verteilung bei  $\xi = 0$  und  $(\nabla\xi)^2 = 0$ .

Die gemessenen Kombinationen von skalarer Dissipation und Mischungsbruch sind über einen weiten Bereich verteilt.

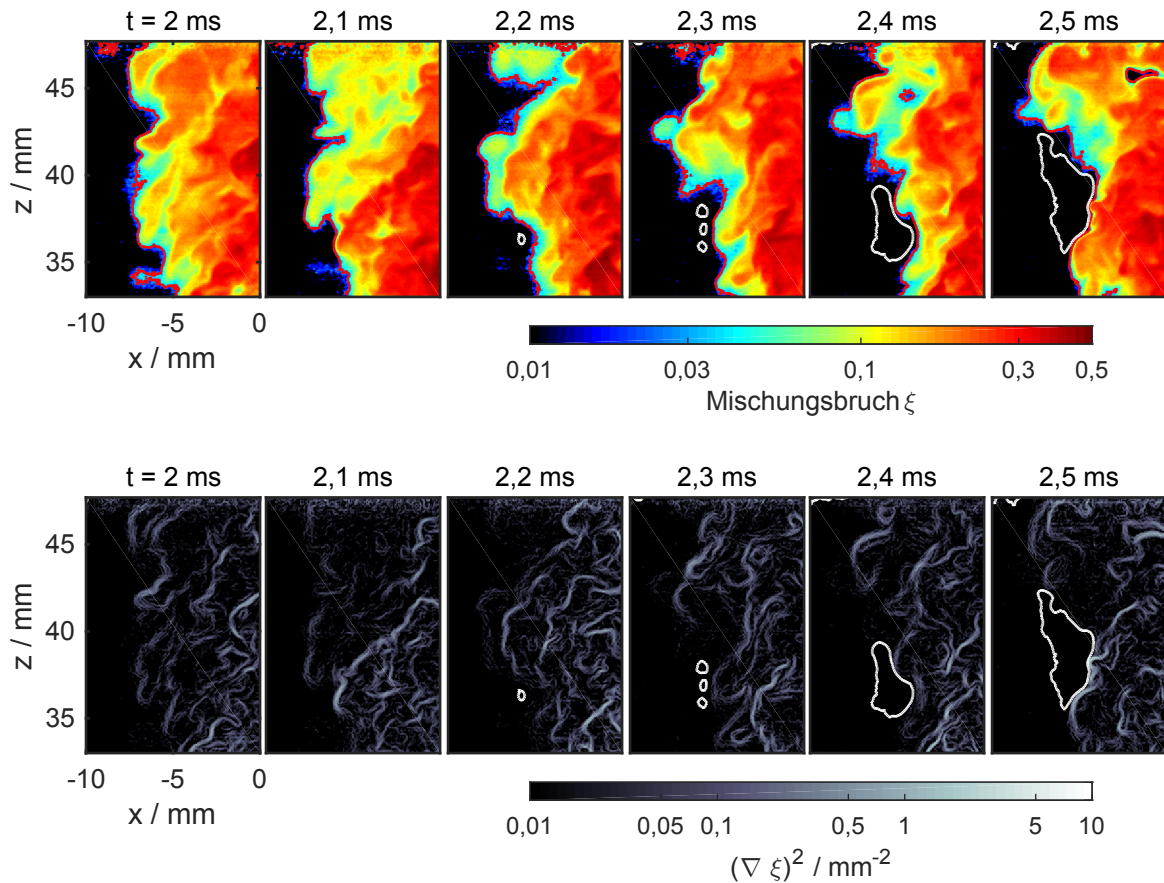
Um den Einfluss dieser beiden Größen auf das Entstehen von Zündkernen zu bewerten, wurden die Mittelwerte von skalarer Dissipation und Mischungsbruch am Ort der Zündkerne unmittelbar, d. h. 0,1 ms, vor deren Auftreten, bestimmt. Als Kriterium für das Auftreten eines Zündkerns in den Rayleigh-Messungen wurde hierbei eine Isokontur der Temperatur von 1560 K, was einem Temperaturanstieg von 4 % gegenüber der Coflowtemperatur entspricht, gewählt. Nahezu alle so beobachteten Zündkerne traten bei mageren Mischungen ( $\xi < \xi_{st}$ ) auf, da sich der reaktivste Mischungsbruch bei sehr mageren Mischungen befindet. Ebenso treten die meisten Zündkerne bei niedrigen Werten der skalaren Dissipation von  $(\nabla\xi)^2 < 0,04$  auf. Nur zwei der so ausgewerteten Zündkerne traten bei höheren Werten von skalarer Dissipation und Mischungsbrüchen  $\xi > 0,1$  auf. Diese beiden Zündkerne entstanden sehr nahe an zerfallenden Gebieten mit hohen Mischungsbrüchen und hohen Werten der skalaren Dissipation, wie es z. B. in Abb. 7.59 und Abb. 7.61 beobachtet wurde.

Um das Verhalten der statistischen Ausreißer näher zu untersuchen, zeigt Abb. 7.64 die zeitliche Entwicklung des Mischungsbruchs und der skalaren Dissipationsrate während der Bildung eines Zündkerns für eine Messung, bei der die statistische Auswertung eine hohe skalare Dissipationsrate und einen hohen Mischungsbruch kurz vor Auftreten der Zündung ergab. Dieses Zündereignis ist in Abb. 7.63 durch ein rotes Symbol gekennzeichnet. Zunächst bildet sich bei  $t = 2$  ms an der linken Peripherie des Brennstoffstrahls bei  $z > 36$  mm eine Ausbuchtung, direkt stromauf entsteht bei  $z \approx 34$  mm eine weitere, kleine Ausbuchtung mit sehr niedrigen Mischungsbrüchen. Bei  $t = 2,1$  ms ist diese kleine Ausbuchtung bereits komplett außerhalb der Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs. Bei  $t = 2,2$  ms bildet sich bei  $z \approx 36$  mm ein Zündkern, bei  $t = 2,3$  ms bilden sich zwei weitere Zündkerne, die schließlich zu einer geschlossenen Flammenfront zusammenwachsen. Der erste Zündkern entsteht hierbei an einer Stelle, an der 0,1 ms vor Bildung des Zündkerns noch recht hohe Mischungsbrüche auftreten. Anschließend bildet sich eine Einbuchtung in den Jet, in der der Zündkern bei sehr mageren Mischungen entsteht.

Die skalare Dissipationsrate weist ein ähnliches Verhalten auf. Zunächst entsteht bei  $t = 2,1$  ms ein Gebiet hoher skalarer Dissipationsrate bei  $z \approx 36$  mm an dem Ort, an dem 0,1 ms später der Zündkern entsteht. Bei Bildung des Zündkerns ist dieses Gebiet aber bereits wieder zerfallen, und der Zündkern entsteht an einem Ort mit niedriger skalarer Dissipation.

Die statistischen Ausreißer in Abb. 7.63 stammen also von Zündkernen, die kurz nach dem Zerfallen eines Gebietes mit hohem Mischungsbruch und hoher skalarer Dissipationsrate entstehen. Hier reicht die zeitliche Auflösung von 0,1 ms nicht aus, um die Bedingungen kurz vor Bildung des Zündkerns zuverlässig bestimmen zu können. Allerdings weisen nur zwei der untersuchten Zündkerne ein solches Verhalten auf, so dass die verfügbare zeitliche Auflösung





**Abb. 7.64:** Zeitliche Entwicklung von Mischungsbruch und skalarer Dissipation für ein beispielhaftes Zündereignis. Bei der statistischen Auswertung wurde vor Einsetzen der Zündung für dieses Zündereignis ein vergleichsweise hoher Mischungsbruch und eine hohe skalare Dissipation festgestellt. Die Bildserie entspricht dem in Abb. 7.63 durch ein rotes Symbol gekennzeichneten Zündereignis.

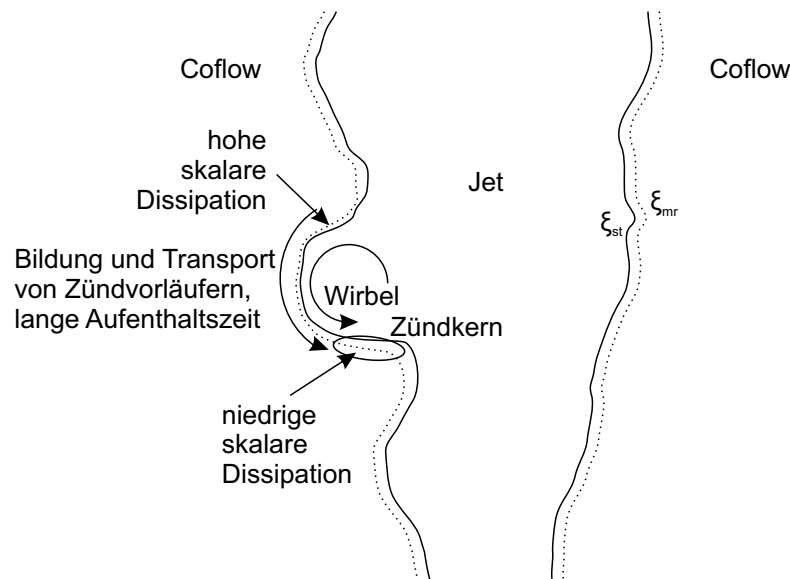
der Rayleigh-Messungen wertvolle Einblicke in die Entstehung von Zündkernen erlaubt. Weitere Bildserien von exemplarischen Zündkernen sind im Anhang A.2 dargestellt.

### 7.7.3 Entstehungsmechanismus von Zündkernen

Im folgenden Abschnitt werden die gewonnenen Erkenntnisse zur Entstehung von Zündkernen in der vorliegenden Konfiguration zusammengefasst und ein möglicher Entstehungsmechanismus für Zündkerne beschrieben.

Wie in Abschnitt 7.3.2 gezeigt, tritt Selbstzündung für die meisten Betriebspunkte erst auf, nachdem der Brennstoffstrahl in den stationären Zustand übergegangen ist. Zusätzlich treten Zündkerne stromauf von konkaven Ausbuchtungen des Brennstoffstrahls auf (vgl. Abschnitt 7.4.5 und 7.7.1). Diese Ausbuchtungen konnten mit Wirbeln assoziiert werden,

die zum einen für erhöhte Aufenthaltszeiten sorgen und an deren Peripherie zum anderen niedrige skalare Dissipationsraten auftreten können. In Strömungen mit Geschwindigkeitsgradienten, in dem ein sehr schneller Brennstoffstrahl in einen langsamen Coflow eingedüst wird, treten an den Scherschichten Instabilitäten auf. Dabei handelt es sich um Wirbel, die zu Strömungsstrukturen wie den beobachteten Ausbuchtungen führen [223]. In begleitenden LES-Rechnungen wurden solche Wirbel am Ort der Zündung ebenfalls beobachtet [113]. Abbildung 7.65 zeigt eine schematische Darstellung des aus den hier vorgestellten Ergebnissen abgeleiteten möglichen Entstehungsmechanismus von Zündkernen. Zunächst entsteht ein



**Abb. 7.65:** Schematischer Ablauf der Bildung eines Zündkerns.

Wirbel an der Jet-Coflow-Grenzfläche. Dieser kann von Bereichen stromab des Wirbels sehr mageren Mischungen mit hohen Mischungstemperaturen stromauf transportieren. In diesen sehr mageren Bereichen mit hohen Temperaturen können sich Zündvorläufer bilden (vgl. Abschnitt 2.3.1), die ebenfalls stromauf zu Bereichen unterhalb des Wirbels transportiert werden. Gleichzeitig sorgt der Wirbel für eine vergleichsweise hohe Aufenthaltszeit von zündenden Fluidelementen. Ist nun an der Peripherie des Wirbels beim reaktivsten Mischungsbruch  $\xi_{mr}$  die skalare Dissipationsrate niedrig genug, kann sich hier ein Zündkern bilden. Bereiche mit niedrigen skalaren Dissipationsraten wurden im vorliegenden Experiment meist stromauf von Ausbuchtungen beobachtet (vgl. Abb. 7.61, 7.64, A.2, A.3 und A.4).

Ein ähnliches Verhalten von Zündkernen wurde in der Literatur aus Ergebnissen von numerischen Simulationen abgeleitet. Doom et al. [216] untersuchten die Zündung von Wasserstoff-Wirbelringen in heißer Luft mit DNS-Rechnungen. Zündkerne traten hier hinter dem Wirbelring auf. Nach Bildung des Zündkerns wanderte die Zone der Wärmefreisetzung in den Kern des Wirbels. Der Wirbel zieht hierbei umgebende heiße Luft ein und transportiert gemischtes



Fluid in den Nachlauf des Wirbels, also in die Region, in der in den vorliegenden Untersuchungen die Bildung von Zündkernen beobachtet wurde. DNS-Rechnungen von Hilbert et al. [133] ergaben, dass turbulente Strömungen schneller zünden als laminare Strömungen. Vor Selbstzündung muss sich ein Radikalpool aus Zündvorläufern wie z. B.  $\text{CH}_2\text{O}$ ,  $\text{HO}_2$  oder  $\text{CH}_3$  bilden [25]. Die Wirbel an der Grenzschicht ermöglichen zum einen lange Aufenthaltszeiten in heißen Gebieten, um solche Zündvorläufer zu produzieren, zum anderen können diese durch Wirbel transportiert und an der Jet-Coflow-Grenzfläche angesammelt werden, so dass sich dort ein Zündkern bilden kann, sobald die skalare Dissipation niedrig genug ist.

#### 7.7.4 Zusammenfassung

Anhand von Messungen der Temperatur und des Mischungsbruchs sowie der daraus abgeleiteten skalaren Dissipationsrate mit Rayleigh-Streuung konnte die Entstehung und weitere zeitliche Entwicklung von Zündkernen mit hoher zeitlicher Auflösung untersucht werden. Zündkerne traten hierbei bei niedrigen skalaren Dissipationsraten und sehr mageren Mischungen stromauf von Ausbuchtungen des Brennstoffjets auf. Das Auftreten von niedrigen skalaren Dissipationsraten an Ausbuchtungen des Brennstoffjets, das bereits in Abschnitt 7.4.1 anhand von OH PLIF Messungen vermutet wurde, konnte anhand der Rayleigh-Messungen experimentell bestätigt werden.

Die statistische Auswertung von Mischungsbruch und skalarer Dissipationsrate am Ort und zum Zeitpunkt der Zündung zeigte, dass sich Zündkerne bei sehr mageren Mischungsbrüchen und bei sehr niedrigen skalaren Dissipationsraten bilden. Dieses Verhalten konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals experimentell nachgewiesen werden.

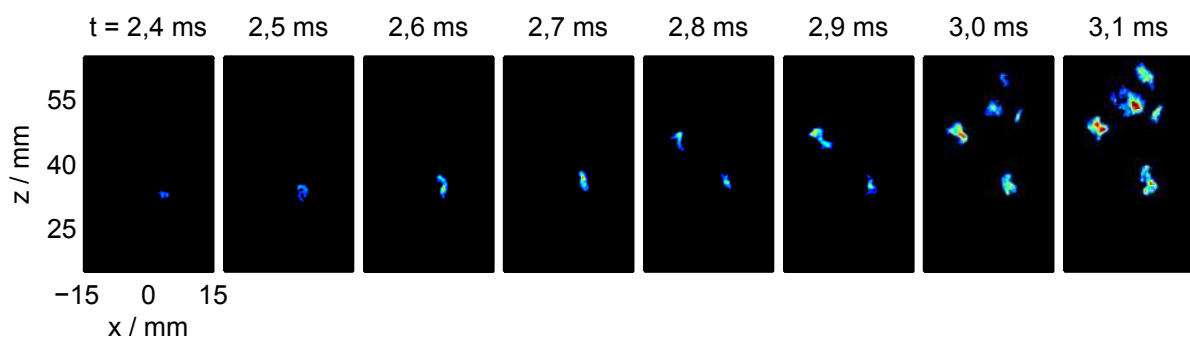
Anhand der vorgestellten Messungen wurde ein Entstehungsmechanismus für Zündkerne abgeleitet. Wirbel an der Coflow-Jet-Peripherie sorgen für hohe Aufenthaltszeiten und transportieren magere Mischungen und Zündvorläufer zu Bereichen stromauf des Wirbels, an denen niedrige skalare Dissipationsraten, und somit ideale Bedingungen für Selbstzündung, auftreten.

## 7.8 Dynamik von Zündkernen

Nachdem in Abschnitt 7.6 und 7.7.1 festgestellt wurde, dass die Streckung einen großen Einfluss auf die Zündverzugszeit hat, soll nun auch der Einfluss der skalaren Dissipationsrate auf die Dynamik von Zündkernen näher untersucht werden.

### 7.8.1 Qualitative Analyse des Zündkernwachstums

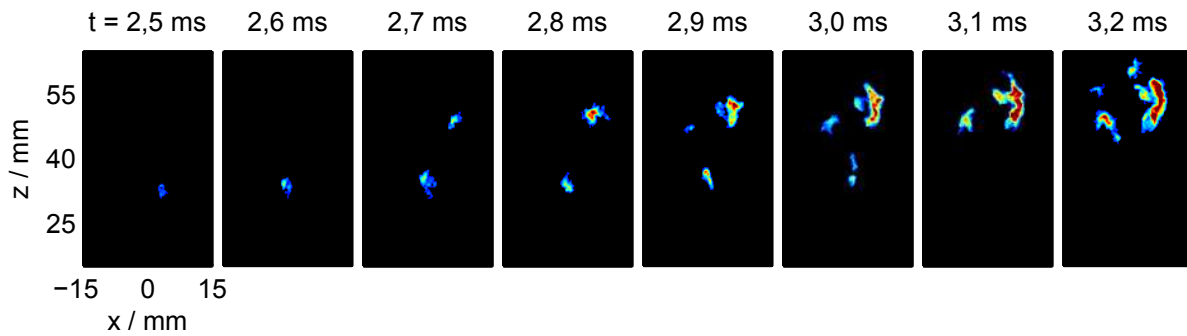
Abbildung 7.66 zeigt eine repräsentative Bildsequenz der Entwicklung eines Zündkerns für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Die Bildsequenz wurde mit einer Bildwiederholrate von



**Abb. 7.66:** Mit OH-Chemolumineszenz aufgenommene Bildsequenz des Zündkernwachstums bei niedrigen Höhen für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

20 kHz aufgenommen, zur besseren Übersicht ist nur jedes zweite Bild gezeigt. Der betrachtete Zündkern entsteht bei  $z = 33$  mm und  $\tau_{ign} = 2,3$  ms, deutlich stromauf der mittleren Zündhöhe. Die Bildserie startet bei  $t = 2,4$  ms, also 0,1 ms nach der ersten Detektion des Zündkerns. Zunächst wächst der Zündkern langsam an und ändert dabei kaum seine axiale Position. Die geringe axiale Propagationsgeschwindigkeit spricht, ähnlich wie in Abschnitt 7.2.2 im stationären Fall beobachtet, dafür, dass der Zündkern in einem extrem mageren Gebiet entsteht, das durch die Coflowgeschwindigkeit dominiert wird. Bei  $t = 2,8$  ms bildet sich ein weiterer Zündkern, bei  $t = 3,0$  ms bilden sich schließlich nochmals drei zusätzliche Zündkerne. Diese Zündkerne entstehen jedoch alle deutlich stromab des ersten Zündkerns bei axialen Positionen  $z > 40$  mm. Bereits bei Betrachtung von einigen wenigen Bildern der Sequenz ist zu sehen, dass die Zündkerne bei höheren axialen Positionen deutlich schneller wachsen, als der zuerst beobachtete Zündkern bei  $z \approx 33$  mm.

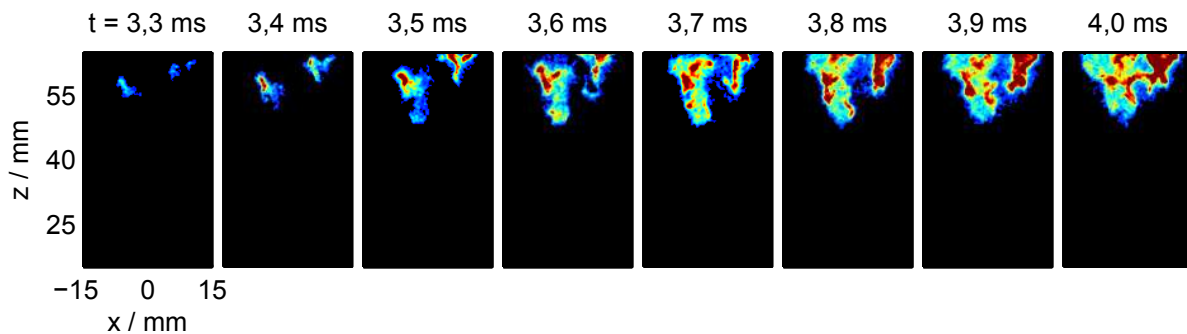
In Abb. 7.67 ist die Entstehung eines weiteren Zündkerns bei einer, im Vergleich zur mittleren Zündhöhe niedrigen axialen Position, dargestellt. Der hier beobachtete Zündkern entsteht bei  $z = 32$  mm und bei  $\tau_{ign} = 2,3$  ms, die Bildserie startet also 0,2 ms nach Entstehung des Zündkerns. Auch hier wächst der Zündkern, ähnlich wie der in Abb. 7.66 gezeigte Zündkern



**Abb. 7.67:** Mit OH-Chemolumineszenz aufgenommene Bildsequenz des Zündkernwachstums bei niedrigen Höhen: Verlöschung (Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R).

zunächst nur langsam in seiner Größe an und bewegt sich kaum stromab. Bei  $t > 2,7$  ms verliert der Zündkern langsam an Größe und verlöscht schließlich bei  $t = 3,1$  ms. In dieser Bildsequenz sind wieder weitere Zündkerne zu sehen, die bei  $z > 40$  mm entstehen und im Vergleich zum zuerst beobachteten Zündkern rasch in ihrer Größe anwachsen.

Um das Verhalten von Zündkernen bei hohen axialen Positionen näher zu betrachten, zeigt Abb. 7.68 einen Zündkern, der bei einer axialen Position stromab der mittleren Zündhöhe entsteht. Der beobachtete Zündkern bildet sich bei  $z = 55$  mm,  $x = -5$  mm und  $\tau_{ign} = 3,1$  ms,

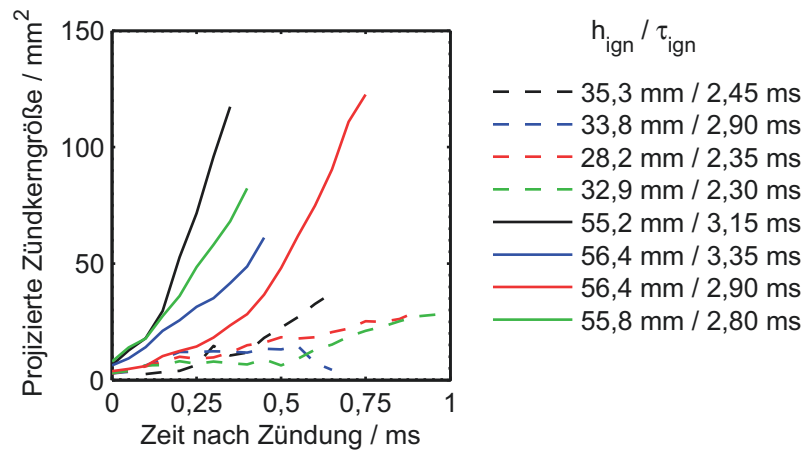


**Abb. 7.68:** Mit OH-Chemolumineszenz aufgenommene Bildsequenz des Zündkernwachstums bei großen Höhen für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

also deutlich oberhalb der mittleren Zündhöhe. Auch hier startet die Bildsequenz 0,2 ms nach Bildung des Zündkerns. Wie bereits in Abschnitt 7.45 besprochen, sind Zündort und Zündzeitpunkt korreliert, d. h. bei höheren Zündorten tritt die Zündung tendenziell später auf. Ebenso ist bei dem hier betrachteten Zündkern anzumerken, dass die Zündung etwa 0,8 ms später auftritt, als bei den zuvor beschriebenen, bei niedrigen axialen Positionen auftretenden Zündkernen. Bei dem hier beschriebenen Zündkern ist ein deutlich schnelleres Wachstum zu beobachten. Für  $t > 3,7$  ms kann allerdings keine Aussage mehr getroffen werden, da dann ein Teil des Zündkerns den Messbereich bereits verlassen hat.

## 7.8.2 Statistische Analyse des Zündkernwachstums

Das Ergebnis der statistischen Auswertung des Wachstums von Zündkernen ist in Abb. 7.69 dargestellt. Hierfür wurde das Anwachsen der Chemolumineszenz-Kontur ausgewertet, also die projizierte Größe von verschiedenen Zündkernen, die deutlich stromauf der mittleren Zündhöhe entstehen (gestrichelte Linien), bzw. deutlich stromab der mittleren Zündhöhe entstehen (durchgezogene Linien). Zündkerne mit Zündhöhen  $z > 55$  mm konnten hier nicht



**Abb. 7.69:** Zündkernwachstum in Abhängigkeit der Zündhöhe. Die durchgezogenen Linien entsprechen Zündkernen, die stromab der mittleren Zündhöhe entstanden, die gestrichelten Linien entsprechen Zündkernen, die stromauf der mittleren Zündhöhe entstanden.

ausgewertet werden, da diese Zündkerne den Messbereich zu schnell verließen. Die Kurven enden jeweils, wenn der betrachtete Zündkern mit weiteren Zündkernen oder einer geschlossenen Flammenfront verschmilzt, so dass keine weiteren Aussagen über den individuellen Zündkern getroffen werden können. Der Zündkern aus Abb. 7.66 ist durch die grüne gestrichelte Kurve wiedergegeben, der Zündkern aus Abb. 7.68 durch die schwarze durchgezogene Kurve. Der verlöschende Zündkern aus Abb. 7.67 ist hier nicht gezeigt. Zusätzlich ist für die einzelnen Zündkerne in der Legende jeweils die Zündhöhe  $h_{ign}$  und der Zündzeitpunkt  $\tau_{ign}$  angegeben. Anhand des Zündkernwachstums bei verschiedenen Höhen lassen sich wichtige Aussagen treffen. Zum einen bilden sich, wie bereits weiter oben und in Abschnitt 7.45 besprochen, Zündkerne bei niedrigen axialen Positionen tendenziell früher als solche bei höheren axialen Positionen. Auch kann bei niedrigen axialen Positionen, wenn auch selten, ein Verlöschen von Zündkernen beobachtet werden. Bei Zündkernen, die oberhalb der mittleren Zündhöhe entstehen, tritt ein solches Verhalten nicht auf. Anhand der Länge der Kurven in Abb. 7.69 ist auch zu erkennen, dass Zündkerne bei niedrigen Höhen länger isoliert bleiben, bevor sie mit anderen Zündkernen verschmelzen. Die wichtigste Aussage ist jedoch die starke Abhängigkeit des Zündkernwachstums von der Zündhöhe: Zündkerne, die bei niedrigen axialen Positionen entstehen, wachsen deutlich langsamer als Zündkerne, die bei hohen axialen Positionen

entstehen.

In Abschnitt 7.6 wurde beschrieben, dass der Zündzeitpunkt deutlich von der Streckungsrate abhängt. Zusätzlich scheint auch die Abhebehöhe im stationären Zustand durch die Streckungsrate bzw. skalare Dissipationsrate beeinflusst zu werden, wie in Abschnitt 7.2.8 ausgeführt. Im vorliegenden Experiment ist zu beobachten, dass die mittlere skalare Dissipationsrate (s. Abb. 7.12 in Abschnitt 7.2.1) mit zunehmender axialer Position abnimmt. Dies kann also das unterschiedliche Zündkernwachstum bei unterschiedlichen Positionen erklären. Wie in Abschnitt 7.4.5 beschrieben, tendieren Zündkerne dazu, in Ausbuchtungen des Jets zu entstehen, die mit Wirbeln assoziiert werden können. Xiong et al. [224] untersuchten den Einfluss von Wirbeln auf das Wachstum von Zündkernen in mageren, vorgemischten Methan-Luft-Mischungen nach elektrischer Zündung. Sie stellten fest, dass Wirbel das Zündkernwachstum stark fördern können. Je nach Wirbelgröße und Stärke konnte in ähnlichen Experimenten allerdings auch ein Verlöschen von Zündkernen beobachtet werden [225].

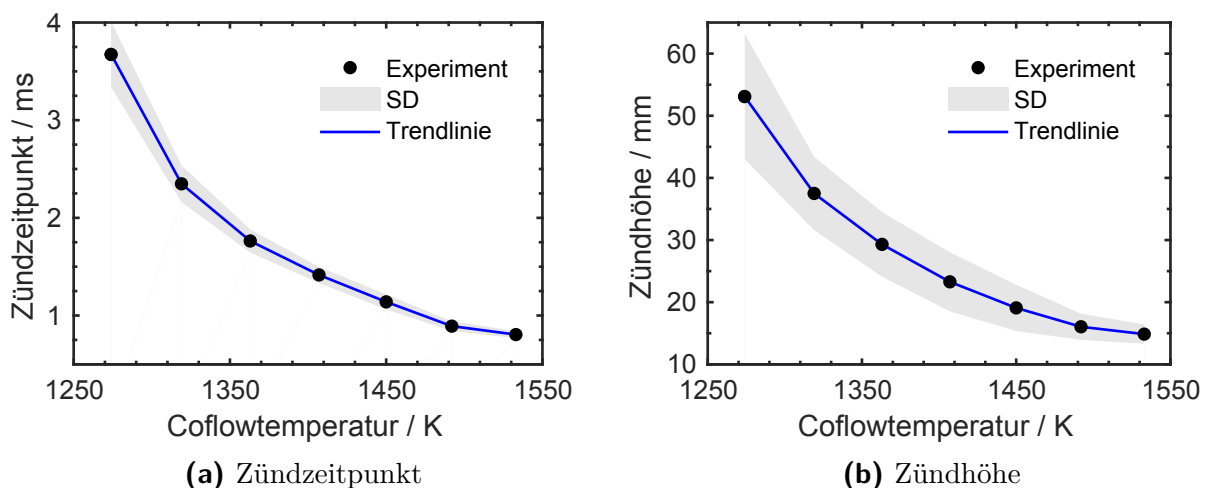
### 7.8.3 Zusammenfassung

Der Zündort ist nicht nur mit dem Zündzeitpunkt gekoppelt, sondern kann auch einen starken Einfluss auf das Wachstum von Zündkernen haben. Dies liegt zumindest teilweise an den höheren skalaren Dissipationsraten, die näher an der Brennstoffdüse bei niedrigeren axialen Positionen auftreten. Die skalare Dissipation hat nicht nur einen verlangsamen Einfluss auf den Zündzeitpunkt, sondern auch auf das Zündkernwachstum. Zudem konnte bei niedrigen axialen Positionen ein Verlöschen von Zündkernen beobachtet werden, ein solches Verhalten trat bei Zündkernen, die stromab der mittleren Zündhöhe entstanden, nicht auf.

## 7.9 Selbstzündung von höheren Kohlenwasserstoffen

In den vorhergehenden Kapiteln wurde die Flammenstabilisierung und Selbstzündung von Methan-Freistrahlen in einem heißen Coflow untersucht. Hierbei wurde festgestellt, dass Selbstzündung bei extrem mageren Bedingungen auftritt, die mit laseroptischen Messtechniken nur sehr schwer zu erfassen sind. Um den Messbereich von Rayleigh-Streuung zur Untersuchung von Selbstzündung hin zu niedrigeren Mischungsbrüchen zu verschieben, bieten sich verschiedene Lösungsansätze an. Am vielversprechendsten ist hierbei die Verwendung eines Brennstoffs mit einem höheren Rayleigh-Streuquerschnitt. Auch eine Absenkung des Temperaturniveaus des Coflow und damit ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis im Bereich des Coflow sind hilfreich. Für beide Aspekte bietet sich Propan als Brennstoff an. Zum einen ist Propan deutlich reaktiver, d. h. die Zündverzugszeiten sind im Vergleich zu Methan bei gleichen Temperaturen deutlich kürzer. Zum anderen weist Propan im Vergleich zu Methan einen etwa sechsfach höheren Rayleigh-Streuquerschnitt auf [226], so dass sich hier auch geringere Brennstoffkonzentrationen leichter visualisieren lassen. Da der Fokus dieser Arbeit auf der Untersuchung der Selbstzündung von Methan lag, soll dieses Kapitel den Charakter eines Ausblicks auf eine mögliche Weiterentwicklung der Messtechnik haben.

Um eine Übersicht über die Selbstzündung von Propan zu erhalten, zeigt Abb. 7.70 die Temperaturabhängigkeit der im DLR JHC gemessenen Zündhöhe und des Zündzeitpunktes. Die Definition von Zündhöhe und Zündzeitpunkt erfolgt hierbei analog zu den Messungen mit Methan. Abbildung 7.70a zeigt die Abhängigkeit des Zündzeitpunkts von der

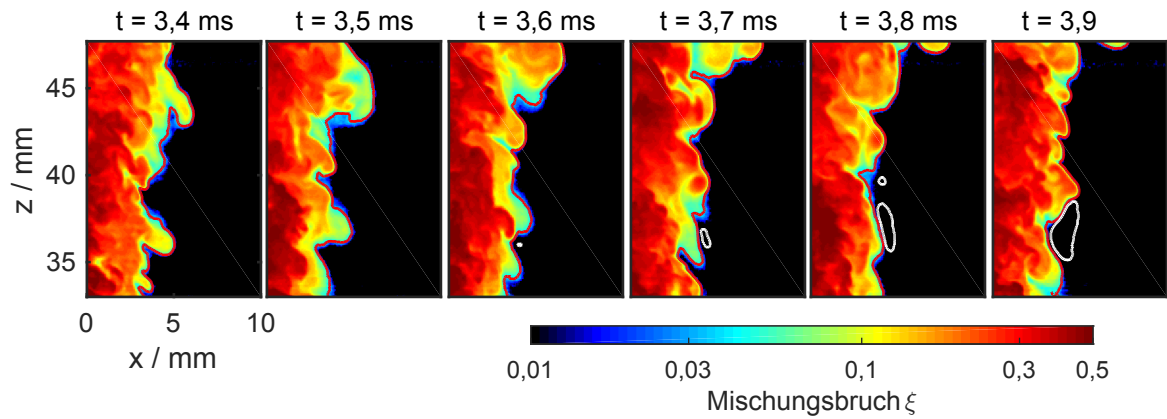


**Abb. 7.70:** Abhängigkeit von Zündzeitpunkt und Zündhöhe von Propan von der Coflowtemperatur für Betriebspunkt P- $T_{\text{coflow}}=4,1-134$ -T-R. Die schwarzen Symbole entsprechen dem jeweiligen Mittelwert, der graue Bereich der Standardabweichung. Die blaue durchgezogene Linie dient der besseren Visualisierung.

Coflowtemperatur. Die schwarzen Symbole sind hierbei der Mittelwert aus 225 Einzelmessungen, der graue Bereich zeigt den Bereich der Standardabweichung. Die mittleren Zündzeitpunkte liegen zwischen 3,67 ms mit einer Standardabweichung von 0,34 ms bzw. 9,3 % bei  $T_{\text{coflow}} = 1274 \text{ K}$  und 0,81 ms mit einer Standardabweichung von 0,04 ms bzw. 4,4 % bei  $T_{\text{coflow}} = 1533 \text{ K}$ . Im Bereich  $1274 \text{ K} < T_{\text{Coflow}} < 1319 \text{ K}$  weist die Zündverzugszeit eine Temperaturabhängigkeit von  $0,029 \text{ ms / K}$  bzw. eine relative Sensitivität von  $S_{\text{rel}} = 12,67$  auf. Im Bereich  $1492 \text{ K} < T_{\text{Coflow}} < 1533 \text{ K}$  verringert sich die Temperaturabhängigkeit des Zündzeitpunkts auf  $0,0021 \text{ ms / K}$ , bzw.  $S_{\text{rel}} = 3,76$ . Im Vergleich zu Methan reagiert der Zündzeitpunkt von Propan also sensibler auf eine Änderung der Coflowtemperatur, wenn man Coflowtemperaturen mit ähnlichen Zündzeitpunkten betrachtet. So beträgt die Sensitivität von Methan auf eine Änderung der Coflowtemperatur bei einem mittleren Zündzeitpunkt von 3,26 ms  $0,022 \text{ ms / K}$ , die relative Sensitivität beträgt 10,16 (vgl. Abschnitt 7.5.1). Beim Vergleich der beiden Brennstoffe ist allerdings zu beachten, dass für Propan eine niedrigere Jetaustrittsgeschwindigkeit und somit eine niedrigere Reynolds-Zahl des Jets gewählt wurde (vgl. Abschnitt 5.1).

Abbildung 7.70b zeigt die Abhängigkeit der Zündhöhe von der Coflowtemperatur. Die Form der Darstellung entspricht Abb. 7.70a. Bei der Zündhöhe zeigt sich bei Änderung der Coflowtemperatur (s. Abb. 7.70b) ein ähnlicher Trend wie bei Methan. Mit steigender Coflowtemperatur treten Zündkerne immer näher an der Düse auf. Die größte mittlere Zündhöhe beträgt 53,09 mm mit einer Standardabweichung von 10,09 mm bzw. 19 % bei  $T_{\text{coflow}} = 1274 \text{ K}$ , die kleinste mittlere Zündhöhe beträgt 14,86 mm mit einer Standardabweichung von 1,56 mm bzw. 10,5 % bei  $T_{\text{coflow}} = 1549 \text{ K}$ . Im Bereich  $1274 \text{ K} < T_{\text{Coflow}} < 1319 \text{ K}$  beträgt die Sensitivität der Zündhöhe auf die Coflowtemperatur  $0,35 \text{ mm / K}$ , bzw.  $S_{\text{rel}} = 9,2$ . Im Bereich  $1492 \text{ K} < T_{\text{Coflow}} < 1533 \text{ K}$  beträgt die Sensitivität der Zündhöhe nur noch  $0,029 \text{ mm / K}$ , bzw.  $S_{\text{rel}} = 2,82$ . Auch hier liegen die Sensitivitäten in einem ähnlichen Bereich, wie bei Methan (vgl. Abschnitt 7.5.1).

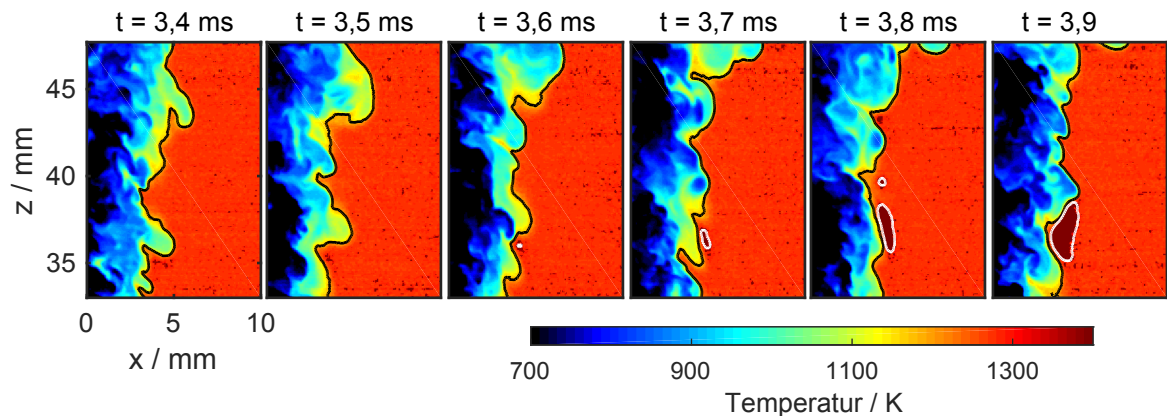
Neben einer statistischen Betrachtung der Selbstzündung ist auch für Propan die Bildung von einzelnen Zündkernen von großem Interesse. Analog zur Betrachtung in Abschnitt 7.7 soll daher die Entstehung von Zündkernen mit Propan als Brennstoff mit Hilfe von Rayleigh-Streuung betrachtet werden. Abbildung 7.71 zeigt die Entwicklung des Mischungsbruchfeldes für einen typischen Zündkern bei Betriebspunkt P-1275-4,1-134-T-R. Zur besseren Übersicht ist nur der Bereich rechts der Symmetrieachse dargestellt. Der Mischungsbruch ist mit einer logarithmischen Skala farbkodiert dargestellt. Die rote Linie ist die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{\text{st}} = 0,0388$ , die weiße Linie entspricht der Isokontur einer Temperatur  $T = 1340 \text{ K}$ . Zunächst ist bei  $t = 3,4 \text{ ms}$ ,  $x \approx 3,5 \text{ mm}$  und  $z = 36 \text{ mm}$  eine Ausbuchtung des Brennstoffstrahls zu sehen. Innerhalb der Ausbuchtung treten Mischungsbrüche von  $\xi \approx 0,1$  auf. Im Folgenden bewegt sich die Ausbuchtung weiter stromab und die axiale Ausdehnung



**Abb. 7.71:** Beispielhaftes Selbstzündereignis bei Betriebspunkt P-1275-4,1-134-T-R. Die Bildserie zeigt die zeitliche Entwicklung des Mischungsbruchs in Falschfarbendarstellung mit logarithmischer Skalierung. Die weiße Linie markiert die Isokontur der Temperatur  $T = 1340\text{ K}$  und die rote Linie markiert die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,0388$ .

nimmt zu. Gleichzeitig sinkt bei  $t = 3,5\text{ ms}$  der Mischungsbruch innerhalb der Ausbuchtung auf  $\xi \approx 0,08$ . Bei  $t = 3,6\text{ ms}$  bildet sich schließlich ein Zündkern unterhalb der Ausbuchtung (bei  $x = 4\text{ mm}$  und  $z = 37\text{ mm}$ ), außerhalb der Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs. Im weiteren zeitlichen Verlauf nimmt der Zündkern in der Größe zu, wobei er hauptsächlich in axialer Richtung wächst.

Abbildung 7.72 zeigt das Temperaturfeld für die gleiche Messung. Hier wird der stöchiometri-



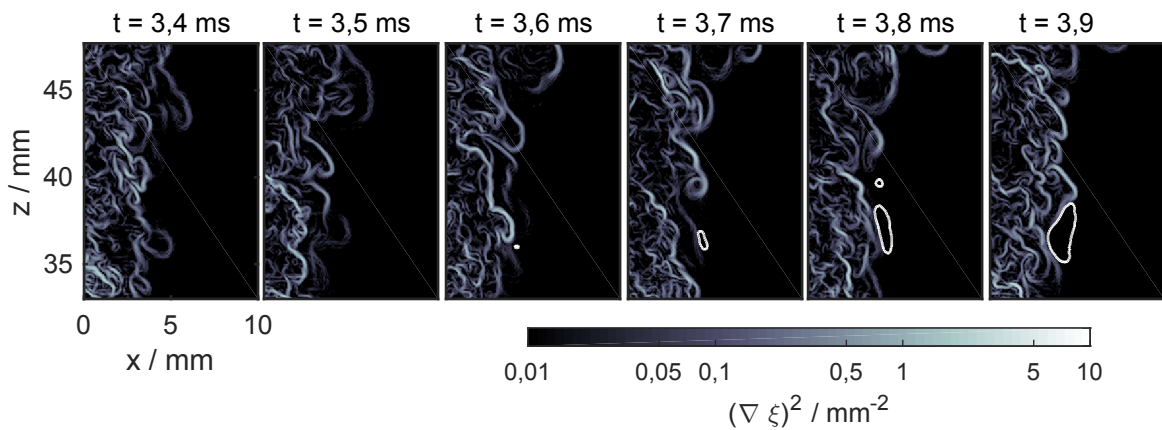
**Abb. 7.72:** Beispielhaftes Selbstzündereignis. Farbkodiert ist das Temperaturfeld. Die weiße Linie markiert die Isokontur der Temperatur  $T = 1340\text{ K}$  und die schwarze Linie markiert die Isokontur des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st} = 0,0388$ .

sche Mischungsbruch durch die schwarze Isolnie markiert, die weiße Isokontur entspricht der selben Temperatur wie in Abb. 7.71. Auch anhand des Temperaturfeldes ist die Ausbuchtung, unterhalb derer der Zündkern entstehen wird, bereits ab  $t = 3,4\text{ ms}$  gut zu sehen. Aufgrund der



fortgeschrittenen Mischung in der Ausbuchtung treten hier Mischungstemperaturen von bis zu  $T = 1050\text{ K}$  auf. Bei  $t = 3,6\text{ ms}$  entsteht schließlich der Zündkern, innerhalb des Zündkerns treten in der Messserie Temperaturen bis  $T = 1600\text{ K}$  auf.

In den vorhergehenden Abschnitten wurde bereits festgestellt, dass für Methan als Brennstoff die lokale Streckungsrate und die lokale skalare Dissipationsrate einen großen Einfluss auf die Bildung und das Wachstum von Zündkernen haben. Daher soll dieser Einfluss auch für Propan untersucht werden. Abbildung 7.73 zeigt die selbe Messserie wie Abb. 7.71 und Abb. 7.72, farblich kodiert ist diesmal der quadrierte Gradient des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipationsrate. Zu beachten ist die logarithmische Farbskala. Die weiße



**Abb. 7.73:** Beispielhaftes Selbstzündereignis. Farbkodiert dargestellt ist der quadrierte Gradient des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipation mit einer logarithmischen Farbskala. Die weiße Linie markiert die Isokontur der Temperatur  $T = 1340\text{ K}$ .

Isokontur entspricht wie in den beiden vorherigen Abbildungen der Temperatur von  $1340\text{ K}$ . Bei  $t = 3,4\text{ ms}$  und  $t = 3,5\text{ ms}$  ist die Ausbuchtung, unterhalb derer der Zündkern entstehen wird, als Kontur eines leicht erhöhten Mischungsbruchgradienten von etwa  $2\text{ mm}^{-2}$  erkennbar. Bei  $t = 3,6\text{ ms}$ , also bei Entstehung des Zündkerns, ist eine leichte Erhöhung der skalaren Dissipationsrate in der Nähe des Zündkerns zu beobachten. Es ist jedoch davon auszugehen, dass der Zündkern entsteht, bevor eine deutliche Temperaturerhöhung sichtbar wird, und somit die niedrige skalare Dissipationsrate bei  $t = 3,5\text{ ms}$  und  $t = 3,4\text{ ms}$  repräsentativer für die Entstehung des Zündkerns ist. Im Folgenden nimmt die skalare Dissipationsrate wieder ab, gleichzeitig nimmt die Ausdehnung des Zündkerns zu.

Wie erwartet konnten bei der Verwendung von Propan als Brennstoff aufgrund des eingangs angesprochenen höheren Rayleigh-Streuquerschnitts niedrigere Mischungsbrüche zwischen etwa  $0,005 < \xi_{\min} < 0,01$  aufgelöst werden, was etwa einem Viertel des stöchiometrischen Mischungsbruchs entspricht. Dies reicht aber immer noch nicht aus, auch die extrem niedrigen Mischungsbrüche an den Zündorten, die etwa zwei Größenordnungen unterhalb des stöchiometrischen Mischungsbruchs liegen, diagnostisch zu erfassen. Die Messungen zeigen

aber, dass der Mischungsbruch am Zündort unterhalb der o. g. Nachweisgrenze liegt. Um die experimentelle Nachweisgrenze zu noch kleineren Werten zu verschieben, ist vor allem eine Erweiterung des Dynamikbereichs von Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kameras notwendig, die zum heutigen Zeitpunkt kommerziell noch nicht verfügbar sind. Die Anforderungen an die benötigten Pulsenergien des zur Anregung der Rayleigh-Streuung eingesetzten Lasersystems werden dagegen von speziell konfigurierten High-End-Systemen, wie dem High-Energy Pulse-Burst Laser System der Ohio State University, bereits erfüllt, wie im Rahmen dieser Arbeit demonstriert wurde.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

### 8.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zeitlich und räumlich hochauflösende laseroptische Messtechniken sowie passende Datenauswertungsalgorithmen zur Untersuchung von Selbstzündung entwickelt und angewendet. Neben dem besseren Verständnis der Einflussmechanismen auf die Entstehung von Zündkernen sollen die gewonnenen Ergebnisse als Validierungsdatensatz für numerische Simulationen dienen. Die Messungen wurden in einem Jet-in-Hot-Coflow Brenner, in dem kalter Brennstoff in das heiße, sauerstoffhaltige Abgas einer Wasserstoff-Luft-Flamme eingedüst wird, durchgeführt. Hierfür wurde ein generischer Versuchsträger mit gut definierten Randbedingungen entwickelt, um quantitative Aussagen über die Selbstzündung treffen zu können und um belastbare Validierungsdaten für numerische Berechnungen zur Verfügung zu stellen.

Der im Rahmen dieser Arbeit konzipierte DLR Jet-in-Hot-Coflow Brenner (DLR JHC) eignet sich sowohl zur Untersuchung stationärer Flammen, als auch zur Untersuchung der initialen Selbstzündung bei transients Brennstoffeindüsung. Der DLR JHC zeigt sehr gut definierte und reproduzierbare Randbedingungen; zum einen weisen die Temperaturprofile des Coflow einen sehr flachen Verlauf mit geringer Standardabweichung auf, zum anderen ist die transiente Brennstoffeindüsung sehr gut reproduzierbar. Zur Bestimmung der Randbedingungen und zur Messung der Temperatur, des Mischungsbruchs und des quadrierten Gradienten des Mischungsbruchs als Maß für die skalare Dissipationsrate wurden während eines Forschungsaufenthalts in der Gruppe von Prof. Jeffrey Sutton an der Ohio State University zeitlich hochaufgelöste planare Rayleigh-Messungen durchgeführt. Am DLR Stuttgart wurden zeitlich hochaufgelöste Messungen mit planarer laserinduzierter Fluoreszenz an OH simultan mit OH-Chemolumineszenz durchgeführt.

Im stationären Zustand wurden für einen Basisbetriebspunkt detaillierte Untersuchungen zu Mittelwerten und Standardabweichungen des Mischungsbruchs (im nicht-reagierenden Zustand) sowie der Temperatur und der OH-Konzentration mit Hilfe von planarer laserinduzierter Fluoreszenz (PLIF) von OH durchgeführt. Für die Auswertung der mit PLIF

gemessenen flächenhaften OH-Konzentrationsverteilungen wurde hierbei erstmals ein Quantifizierungsansatz für zeitlich hochauflösende Messungen entwickelt. Die gewonnenen Daten dienen sowohl als Validierungsdaten für numerische Simulationen (z. B. [112, 113]), liefern aber auch wertvolle Hinweise auf das Stabilisierungsverhalten einer abgehobenen Freistrahlf Flamme in einem heißen Coflow: So konnte mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Temperatur und der OH-Konzentration gezeigt werden, dass die Verteilungen mit steigender Entfernung von der Brennstoffdüse zunehmend bivariant werden. Als weiterer Hinweis für die Stabilisierung der Flamme konnte Selbstzündung identifiziert werden. Dazu wurde die zeitliche Entwicklung von Zündkernen analysiert, die sich unterhalb der Flammenwurzel der abgehobenen Flamme bildeten und am Ende ihrer Entwicklung mit der Flammenwurzel verschmolzen. Für Coflowtemperatur, Coflowgeschwindigkeit und Jetgeschwindigkeit wurden Parametervariationen durchgeführt, um den Einfluss dieser Größen auf die Stabilisierungshöhe der Jetflamme zu quantifizieren. Während die Abhebehöhe eine große Sensitivität auf eine Änderung der Coflowtemperatur und Jetgeschwindigkeit zeigte, wurde die Abhebehöhe durch eine Änderung der Coflowgeschwindigkeit kaum beeinflusst.

Um Bildung und Entwicklung von Zündkernen zu untersuchen, wurde die initiale Selbstzündung nach transienter Brennstoffeindüsung betrachtet. Hierfür wurde zunächst die 2D-Verteilung von Mischungsbruch, Temperatur und skalarer Dissipation während der transienten Brennstoffeindüsung untersucht. Eine statistische Auswertung des Verlaufs der Jeteindringtiefe für eine Vielzahl von Messungen ergab, dass der Verlauf der Jeteindringtiefe sehr reproduzierbar ist. Im Nahfeld ( $z < 30$  mm) war der Verlauf linear proportional zur Zeit, im Fernfeld ( $z > 30$  mm) war der Verlauf proportional zur Wurzel der Zeit. Mit Hilfe des radial gemittelten Mischungsbruchs bei verschiedenen axialen Positionen sowie mit Hilfe der zeitlichen Entwicklung der Mischungsbruchprofile konnte gezeigt werden, dass der transiente Freistrahls kurz ( $< 1$  ms) nachdem die Jetspitze die Messposition erreichte, in den stationären Zustand überging. Für einen Großteil der untersuchten Betriebspunkte trat Selbstzündung erst auf, nachdem der Freistrahls in den stationären Zustand überging. Für numerische Simulationen bietet sich somit die Möglichkeit, bei der Simulation der Selbstzündung auf die Berechnung der transienten Entwicklung des Freistrahls zu verzichten und die Selbstzündung in einem stationären Freistrahls mit Aktivierung der chemischen Reaktionen zu einem bestimmten Zeitschritt zu simulieren.

Zur statistischen Untersuchung der Entstehung und Entwicklung von Zündkernen wurden geeignete Auswertealgorithmen entwickelt. Um den Einfluss der Jetgeschwindigkeit, der Coflowgeschwindigkeit und der Coflowtemperatur zu bewerten, wurden Parametervariationen dieser Größen durchgeführt. Sowohl die Entfernung der Zündkerne von der Brennstoffdüse als auch der Zündzeitpunkt nahmen nahezu linear mit der Coflowgeschwindigkeit ab und linear mit der Jetgeschwindigkeit zu; lediglich bei der höchsten untersuchten Jetgeschwindigkeit von

272 m/s war eine Umkehr des Trends zu beobachten und die Entfernung der Zündkerne von der Brennstoffdüse und der Zündzeitpunkt nahmen wieder ab. Die Variation der Coflowtemperatur zeigte, dass sich sowohl Zündzeitpunkt als auch Zündhöhe stark mit der Temperatur änderten. Bei höheren Coflowtemperaturen flachte der Verlauf deutlich ab.

Um Zündkerne mit hoher räumlicher Auflösung und hoher Sensitivität untersuchen zu können, wurden OH PLIF Messungen durchgeführt. Da es sich hierbei um ein planares Messverfahren handelt, ist eine Information über die Lage von Zündkernen im dreidimensionalen Raum essentiell, um unterscheiden zu können, ob ein Zündkern im Laserlichtschnitt entsteht, oder ob er außerhalb der Messebene entsteht und durch Zündkernwachstum oder durch Konvektion in die Messebene eindringt. Hierfür wurde OH-Chemolumineszenz aus zwei Blickrichtungen aufgenommen und somit die Lage der Zündkerne im Raum bestimmt. Für eine Auswertung mit planaren Messtechniken wurden nur solche Zündkerne ausgewertet, die innerhalb der Messebene entstanden.

Die Auswertung von Selbstzündereignissen, die innerhalb des Laserlichtschnitts auftraten, zeigte, dass Zündkerne an Ausbuchtungen des Brennstoffjets entstehen. In solchen Bereichen werden niedrige skalare Dissipationsraten erwartet [128]; auch Wirbelstrukturen, die für eine bessere Durchmischung und längere Aufenthaltszeiten von zündenden Fluidelementen sorgen [113], können hier auftreten. Numerische 1D-Modellrechnungen, die im Rahmen einer Kooperation vom Karlsruher Institut für Technologie bei den hier untersuchten Bedingungen durchgeführt wurden [42], zeigten, dass die Zündverzugszeit sehr empfindlich auf die lokale Streckungsrate, die direkt mit der skalaren Dissipationsrate gekoppelt ist, reagiert. Die Sensitivität auf die Streckungsrate ist zudem von der Temperatur abhängig, d. h. bei niedrigeren Temperaturen reagiert die Zündverzugszeit deutlich empfindlicher auf eine Anhebung der Streckungsrate. Zudem wurde eine starke Temperaturabhängigkeit der kritischen Streckungsrate, also der Streckungsrate oberhalb derer keine Selbstzündung auftreten kann, beobachtet. Der reaktivste Mischungsbruch lag bei etwa 1 % des stöchiometrischen Mischungsbruches. Mit Hilfe von zeitlich hochauflösenden Rayleigh-Messungen konnte erstmalig experimentell der zeitliche Verlauf von Mischungsbruch, Mischungstemperatur und skalarer Dissipation vor Einsetzen der Selbstzündung untersucht werden. Die theoretischen Vorhersagen von numerischen Simulationen konnten somit erstmalig experimentell bestätigt werden. Sowohl eine phänomenologische Auswertung als auch eine statistische Auswertung mit Hilfe einer gebundenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von Mischungsbruch und skalarer Dissipationsrate direkt vor Einsetzen der Zündung zeigten, dass Zündkerne bei sehr niedrigen Mischungsbrüchen und sehr niedrigen Werten der skalaren Dissipation auftreten. Eine weitergehende Untersuchung der Abhängigkeit des Zündkernwachstums von der Zündhöhe zeigte, dass nicht nur die Entstehung, sondern auch das weitere Wachstum von Zündkernen stark von der skalaren Dissipation abhängt.

Die in dieser Arbeit vorgestellten, quantitativen Messungen mit einer Vielzahl von Parametervariationen liefern zudem einen einzigartigen, detaillierten Datensatz für die Validierung von numerischen Simulationen.

### 8.2 Ausblick

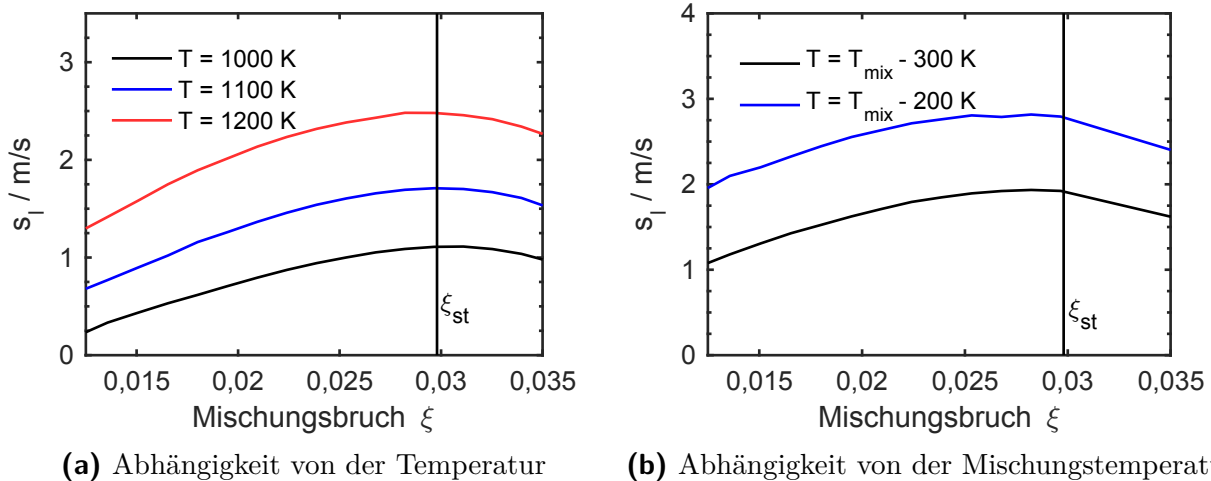
Für ein weiteres, noch tiefer gehendes Verständnis der Entwicklung von Zündkernen ist die Entwicklung weiterer quantitativer Messtechniken sowie der simultane Einsatz mehrerer Messtechniken hilfreich. Planare Rayleigh-Streuung in Kombination mit OH PLIF würde eine sehr sensitive Bestimmung der Entstehung von Zündkernen mit gleichzeitiger Information zu Mischungsbruch und Mischungstemperatur liefern. Für die Rayleigh-Messungen wäre zudem eine höhere Pulswiederholrate von etwa 50 kHz - 100 kHz, wie es aktuelle Lasersysteme noch nicht bei ausreichenden Pulsenergien liefern können, wünschenswert, um die zeitliche Entwicklung von Zündkernen noch genauer und auch in Konfigurationen mit kürzeren Zündverzugszeiten, untersuchen zu können. Aktuell kommerziell verfügbare Hochgeschwindigkeitskameras weisen einen Dynamikumfang von 12 bit auf. Eine Erhöhung des Dynamikbereichs von Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kameras auf 14 bit oder 16 bit würde helfen, kleinere Mischungsbrüche aufzulösen, als es mit dem aktuellen Stand der Technik möglich ist, und auch niedrigere Mischungsbruchgradienten zu visualisieren. Ein erster Schritt in diese Richtung ist die Verwendung von Brennstoffen mit höheren Streuquerschnitten, um im Bereich niedriger Mischungsbrüche sensitiver messen zu können, wie in dieser Arbeit im Ansatz gezeigt.

Um den Einfluss des Strömungsfeldes, insbesondere der Streckungsrate auf die Selbstzündung, genauer untersuchen zu können, sind Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mit zeitlich hochauflösender Particle Image Velocimetry erforderlich. Hierfür ist jedoch eine Modifikation des DLR JHC Brenners nötig, um Seeding-Partikel in den Coflow injizieren zu können. Das derzeitige Konstruktionsprinzip basierend auf einer Sintermetallmatrix wurde so konzipiert, dass es ein sehr homogenes Temperaturprofil und gut definierte Coflowtemperaturen sicherstellt, es ist jedoch nicht für die Zugabe von Seeding-Partikeln geeignet. Zur besseren Interpretation von experimentell gewonnenen Ergebnissen ist eine Weiterführung der in dieser Arbeit vorgestellten modellgestützten Diagnostik mit Hilfe von einfachen numerischen Modellrechnungen hilfreich. Beispielsweise kann hier der zeitliche Verlauf eines LIF-Signals simuliert werden, um somit die Messungengenauigkeit des aktuell gewählten Ansatzes zu verbessern.

# A Anhang

## A.1 Laminare Flammengeschwindigkeiten

Nicht nur die Zündverzugszeit weist, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben, eine starke Temperaturabhängigkeit auf, sondern auch die laminare Flammengeschwindigkeit. Da in der vorliegenden Konfiguration kalter Brennstoff in ein heißes Abgas eingedüst wird, treten die höchsten Mischungstemperaturen bei mageren Mischungsbrüchen auf. Um zu überprüfen, ob die laminare Flammengeschwindigkeit einem ähnlichen Trend wie die Zündverzugszeit folgt und somit ihr Maximum bei mageren Mischungsbrüchen erreicht, oder ob die Mischungstemperatur nur einen geringen Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit hat, wurden mit Hilfe der Software Cantera [227] und dem GRI 3.0 Reaktionsmechanismus [228] laminare Flammengeschwindigkeiten für die im vorliegenden Experiment vorkommenden Gemischzusammensetzungen berechnet. Abbildung A.1a zeigt die Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  vom Mischungsbruch  $\xi$  für verschiedene Temperaturen zwischen 1000 K und 1200 K. Zunächst



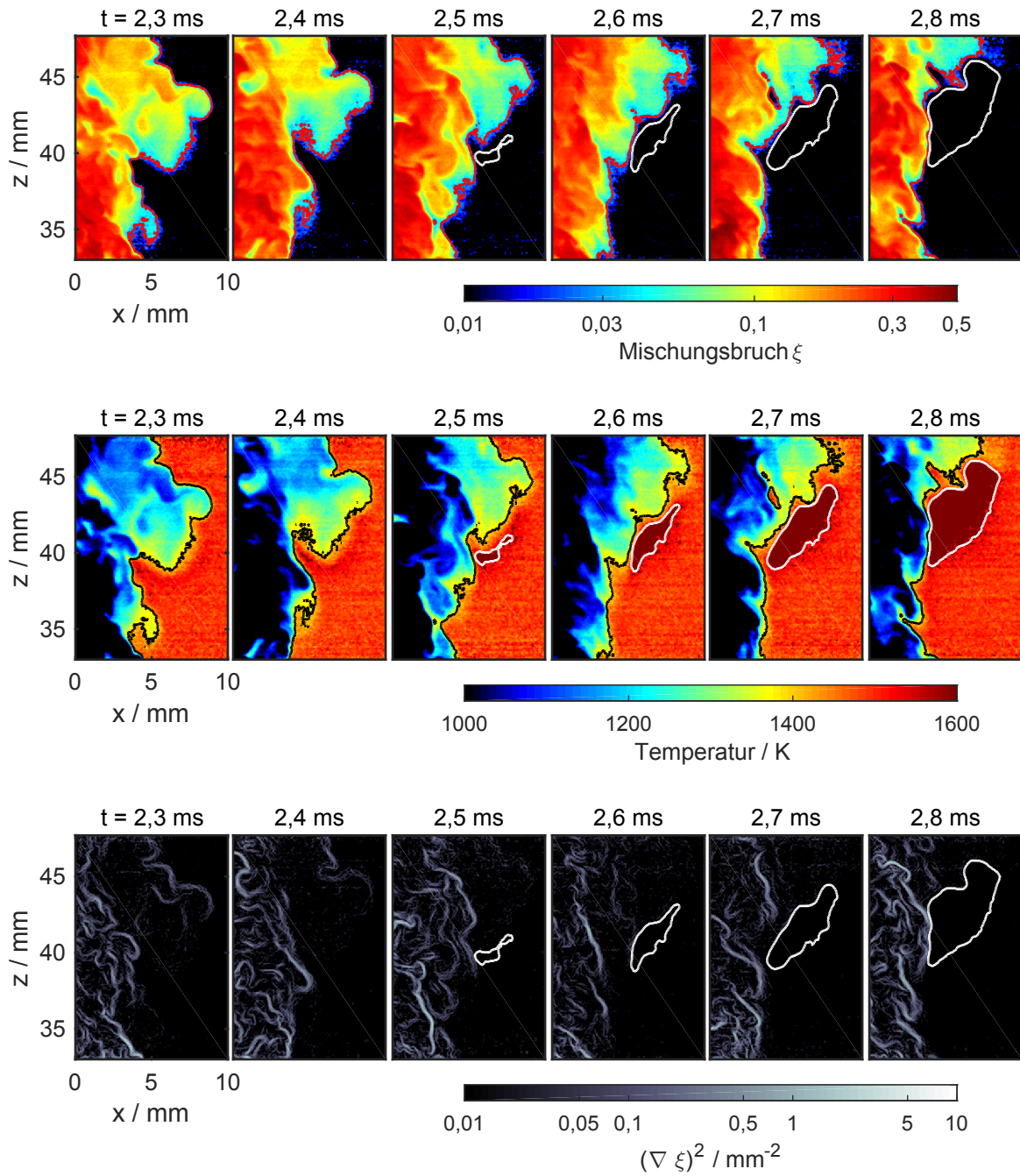
**Abb. A.1:** Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  vom Mischungsbruch  $\xi$  und der Temperatur.  $\xi_{st}$  ist der stöchiometrische Mischungsbruch,  $T_{mix}$  ist die im vorliegenden Experiment bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182 auftretende Mischungstemperatur. Die Flammengeschwindigkeiten wurden mit Cantera [227] und dem GRI 3.0 Reaktionsmechanismus [228] berechnet.

soll hierbei nur die Temperaturabhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit betrachtet werden. Daher wird hier vernachlässigt, dass bei unterschiedlichen Mischungsbrüchen unterschiedliche Mischungstemperaturen auftreten. Dieser Effekt wird im folgenden Absatz behandelt. Für alle untersuchten Temperaturen tritt das Maximum der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  nahe des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $\xi_{st}$  auf. Zusätzlich ist eine deutliche Temperaturabhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit zu beobachten. So führt bei einem bestimmten Mischungsbruch eine Temperaturerhöhung von 1000 K auf 1200 K zu mehr als doppelt so hohen Flammengeschwindigkeiten. Zu berücksichtigen ist jedoch, dass der verwendete Reaktionsmechanismus für die hier relevanten hohen Temperaturen nicht validiert ist und somit Abweichungen zu den tatsächlichen Flammengeschwindigkeiten auftreten können. Die beobachteten Trends sind jedoch repräsentativ.

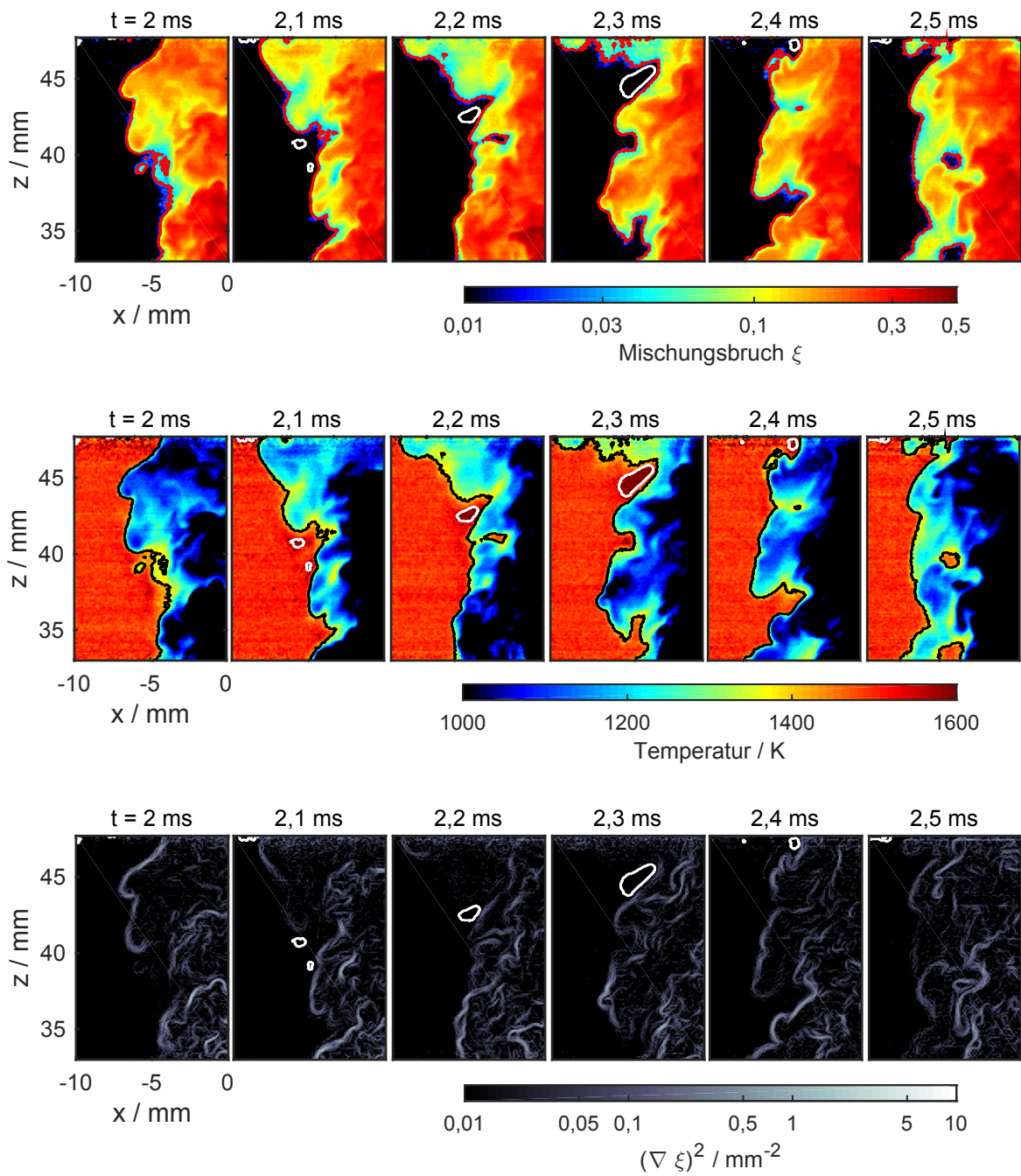
Um zu untersuchen, ob die beobachtete starke Temperaturabhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit einen Einfluss auf den Mischungsbruch mit der schnellsten laminaren Flammengeschwindigkeit hat, zeigt Abb. A.1b die laminare Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit des Mischungsbruchs für die im Experiment vorkommenden Mischungstemperaturen  $T_{mix}$ . Da für die tatsächlichen Mischungstemperaturen die Berechnung der Flammengeschwindigkeit nicht konvergierte, wurden die Flammengeschwindigkeiten für Mischungstemperaturen 200 K und 300 K unterhalb der tatsächlichen Mischungstemperatur berechnet. Auch hier sind die Absolutwerte mit Vorsicht zu betrachten, die beobachteten Trends geben jedoch wichtige Hinweise auf das reale Verhalten. Auch bei Berücksichtigung der Abhängigkeit der Mischungstemperatur vom Mischungsbruch liegen die höchsten laminaren Flammengeschwindigkeiten nahe beim stöchiometrischen Mischungsbruch  $\xi_{st}$ . Im vorliegenden Experiment wird die Flammenausbreitung also nahe dem stöchiometrischen Mischungsbruch erwartet, während Selbstzündung bei sehr mageren Mischungsbrüchen auftritt.



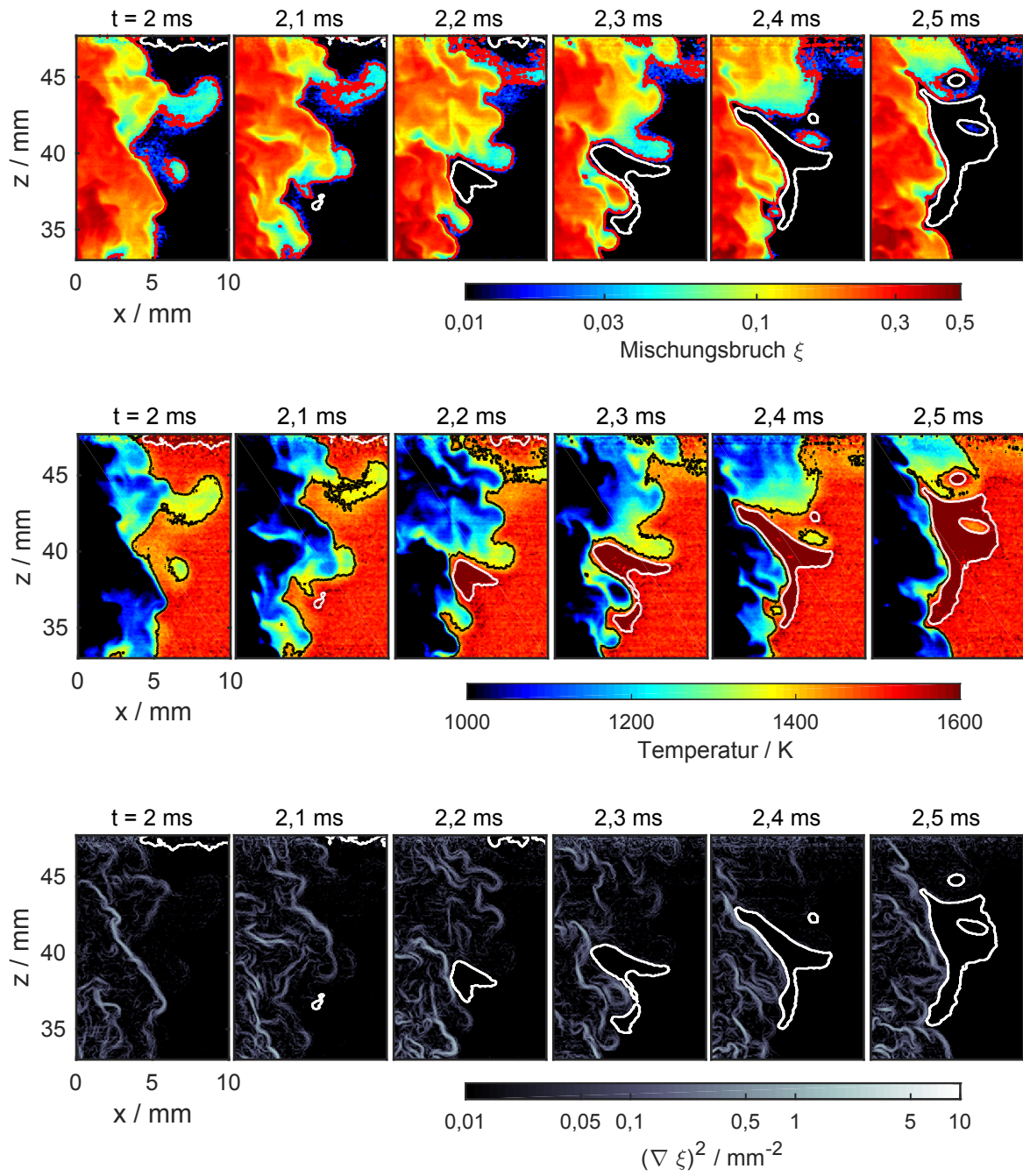
## A.2 Beispiele für Selbstzündereignisse



**Abb. A.2:** Selbstzündereignis bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Messserie 53.



**Abb. A.3:** Selbstzündereignis bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Messserie 104.



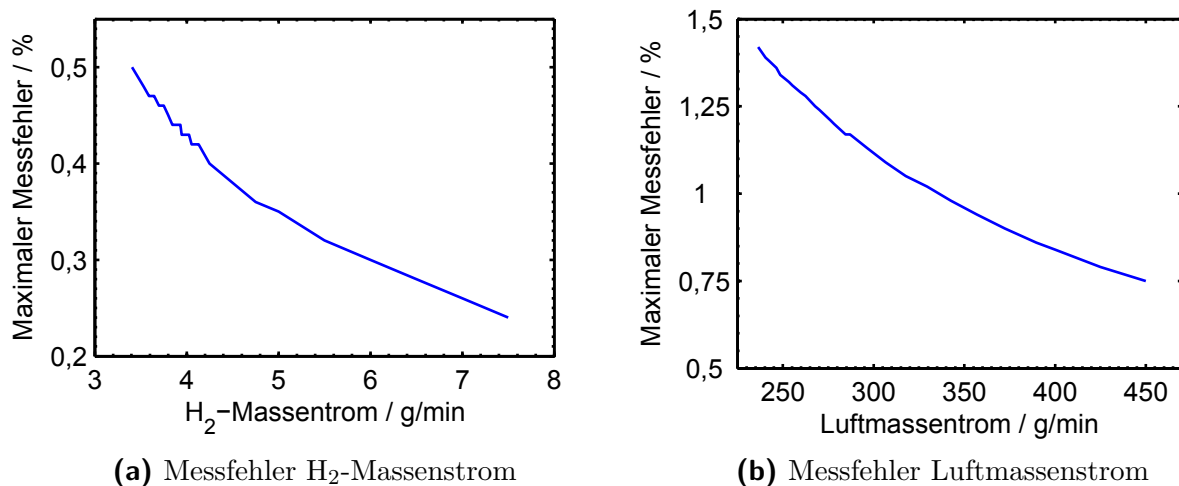
**Abb. A.4:** Selbstzündereignis bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R. Messserie 290.

## A.3 Fehlerbetrachtung

Im folgenden Abschnitt werden Messfehler, die entweder durch die Randbedingungen oder durch die Messtechniken selbst entstehen können, behandelt.

### A.3.1 Massenströme

Die Unsicherheiten der Massenströme sind für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung, da das untersuchte System empfindlich auf Randbedingungen wie Temperatur oder Strömungsgeschwindigkeit reagiert. Besonders der Messfehler der Wasserstoff- und Luft-Massenstrommesser ist wichtig, da dieser die Genauigkeit der Coflowtemperatur beeinflusst. Abbildung A.5 zeigt die Messfehler der Coriolis-Massenstrommesser in Abhängigkeit des jeweiligen Massenstroms. Die Unsicherheiten der Durchflussraten betragen maximal 1,5 % für



**Abb. A.5:** Messfehler der Coriolis-Massenstrommesser für Wasserstoff und Luft [229].

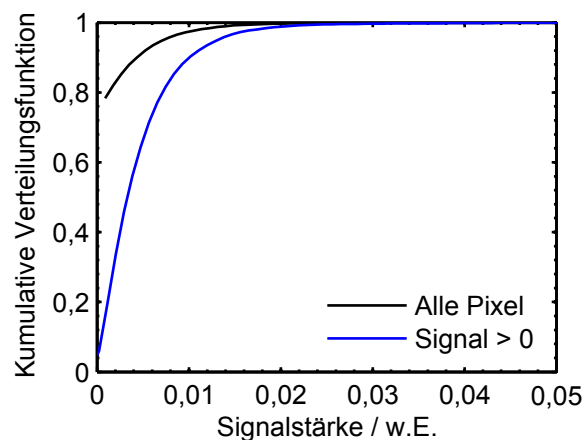
Luft, 0,5 % für Wasserstoff und 1,7 % für Methan. Typische Werte für den Standardbetriebspunkt ( $v_{\text{coflow}} = 4,1 \text{ m/s}$ ,  $\phi = 0,506$ ,  $v_{\text{jet}} = 182 \text{ m/s}$ ) sind  $\Delta \dot{m}_{\text{Luft}} = 1,3 \%$ ,  $\Delta \dot{m}_{\text{H}_2} = 0,5 \%$  und  $\Delta \dot{m}_{\text{CH}_4} = 1,4 \%$ . Die aus den Unsicherheiten der Massenstrommesser folgende Ungenauigkeit der adiabaten Flammentemperatur liegt bei typischerweise 1 %, die Ungenauigkeit des Äquivalenzverhältnisses liegt zwischen 1,5 % und 2 %.

## A.3.2 Bestimmung von Zündverzugszeit und Zündhöhe

### A.3.2.1 Einfluss der Auswerteparameter auf Zündhöhe und Zündort

Wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben, wurden bei der Bestimmung des Zündzeitpunkts und der Zündhöhe in der Datenauswertung zwei variable Parameter verwendet, nämlich ein Schwellwert, der reagierende Gebiete definiert und ein Größenfilter, um Rauschen des Bildverstärkers zu unterdrücken. Der Einfluss dieser beiden Parameter auf die Bestimmung von Zündhöhe und Zündzeitpunkt wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Abbildung A.6 zeigt die kumulative Verteilungsfunktion eines beispielhaften hintergrundkorrigierten Bildes. Die kumulative Verteilungsfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass die

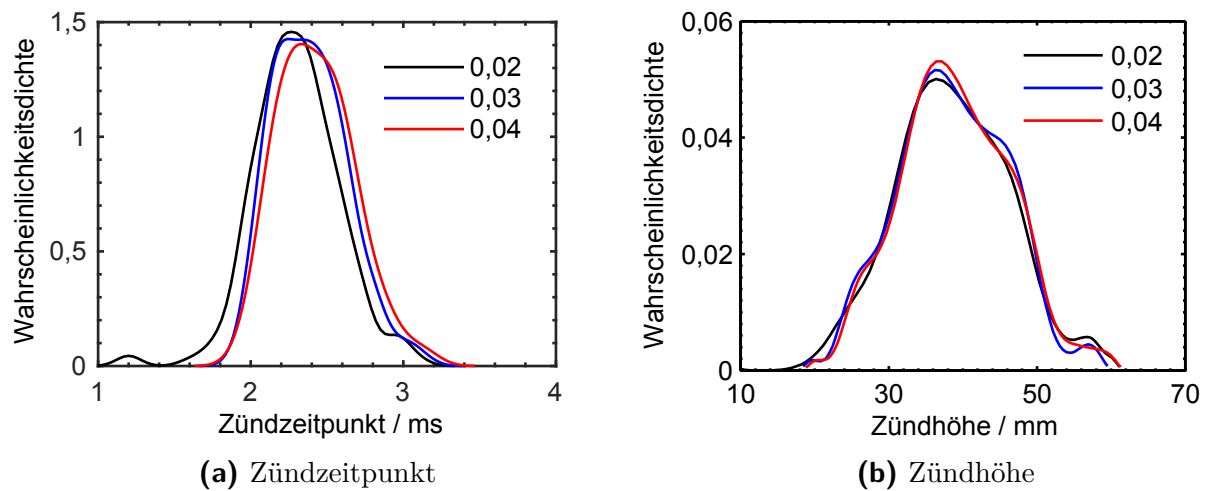


**Abb. A.6:** Kumulative Verteilungsfunktion des Hintergrundsignals.

Signalintensität höchstens einen bestimmten Wert erreicht. Die Signalintensität ist auf den Dynamikbereich der Kamera normiert. Zusätzlich zur kumulativen Verteilungsfunktion über alle Bildpixel ist die kumulative Verteilungsfunktion der Pixel mit einer Signalintensität größer 0 aufgetragen. Die Verteilungsfunktion aller Pixel erreicht ihr Maximum bei einer Signalstärke von etwa 0,02, die Verteilungsfunktion der Pixel mit einem Signal  $> 0$  erst bei 0,03. Der Schwellwert sollte also größer 0,03 gewählt werden, um den Einfluss von Bildrauschen zu minimieren. Um den Einfluss des Schwellwertes auf die abgeleiteten Messgrößen beurteilen zu können, zeigt Abb. A.7 die Abhängigkeit der ermittelten Zündhöhe und der Zündzeit vom Schwellwert. Für Schwellwerte zwischen 0,02 und 0,04 ändern sich die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Zündzeitpunkt und Zündhöhe kaum. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde ein Schwellwert von 0,03 verwendet.

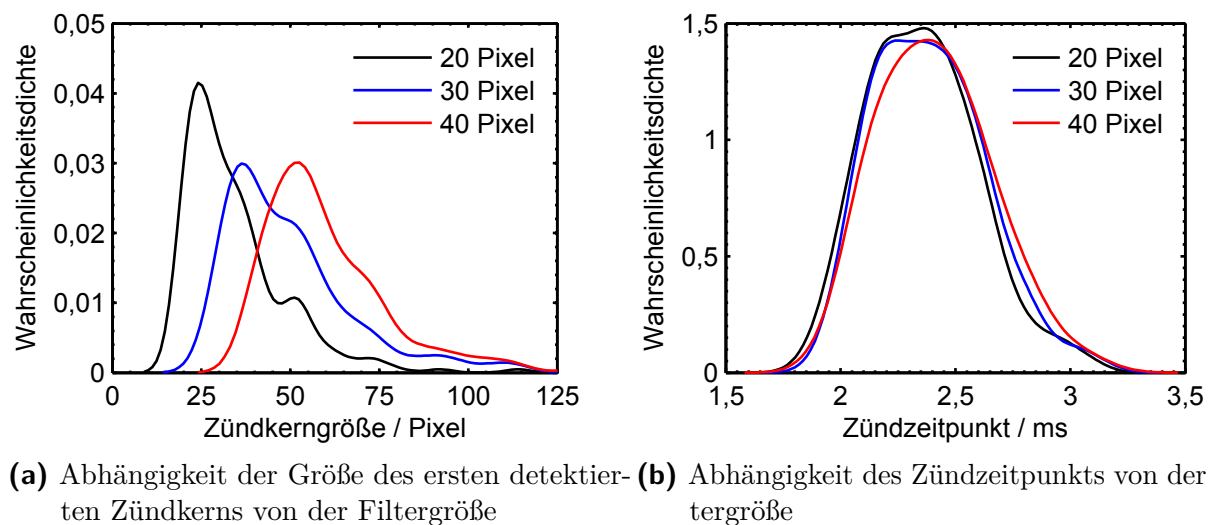
Um kleinskaliges Rauschen, wie z. B. Einzelphotonen, die vom Bildverstärker verstärkt werden und eine hohe Signalintensität aufweisen, wirksam zu unterdrücken, wurde ein weiterer Filter angewendet. Hierfür wurden alle zusammenhängenden Gebiete im Schwellwertbild





**Abb. A.7:** Abhängigkeit des bestimmten Zündzeitpunkts und der Zündhöhe vom Schwellwert der Konvertierung in ein Schwarz-Weiß-Bild bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

kleiner einer bestimmten Größe als Rauschen definiert und unterdrückt. In Abb. A.8 ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Fläche (in Pixel) des ersten detektierten Zündkerns vom Schwellwert dargestellt. Für alle betrachteten Filtergrößen ist das Maximum der Wahr-



**(a)** Abhängigkeit der Größe des ersten detektierten Zündkerns von der Filtergröße **(b)** Abhängigkeit des Zündzeitpunkts von der Filtergröße

**Abb. A.8:** Abhängigkeit des bestimmten Zündzeitpunkts und der Zündhöhe von der festgelegten minimalen Größe eines Zündkerns bei Betriebspunkt M-1500-4,1-182-T-R.

scheinlichkeitsdichte jeweils bei höheren Werten als der Filtergröße, der Mittelwert der Größe des ersten detektierten Zündkerns liegt ebenfalls oberhalb der Filtergröße. In Abb. A.8b ist die Abhängigkeit des Zündzeitpunkts von der Filtergröße gezeigt. Auch hier erkennt man, dass die Filtergröße kaum einen Einfluss auf die ermittelte Zündverzugszeit hat. Für sämtliche Messungen wurde eine Filtergröße von 30 Pixeln verwendet.

### A.3.2.2 Systematische und statistische Fehler bei Auswertung der OH-Chemolumineszenz

Systematische Fehler bei der Bestimmung des Zündzeitpunkts und der Zündhöhe stammen hauptsächlich aus der endlichen zeitlichen und räumlichen Auflösung der Messungen sowie aus Ungenauigkeiten der Kalibrierung. Die maximale systematische Unsicherheit der Zündhöhe durch die räumliche Kalibrierung wird zu 0,5 mm abgeschätzt, ein Einfluss mangelnder zeitlicher Auflösung mittelt sich bei der statistischen Betrachtung der Selbstzündung heraus. Auch Unsicherheiten des Zeitpunkts, zu dem der Brennstoffjet die Düse verlässt, und der als Referenzzeitpunkt für den Zündzeitpunkt dient, fallen kaum ins Gewicht. Weitere Fehler, die auftreten können, sind:

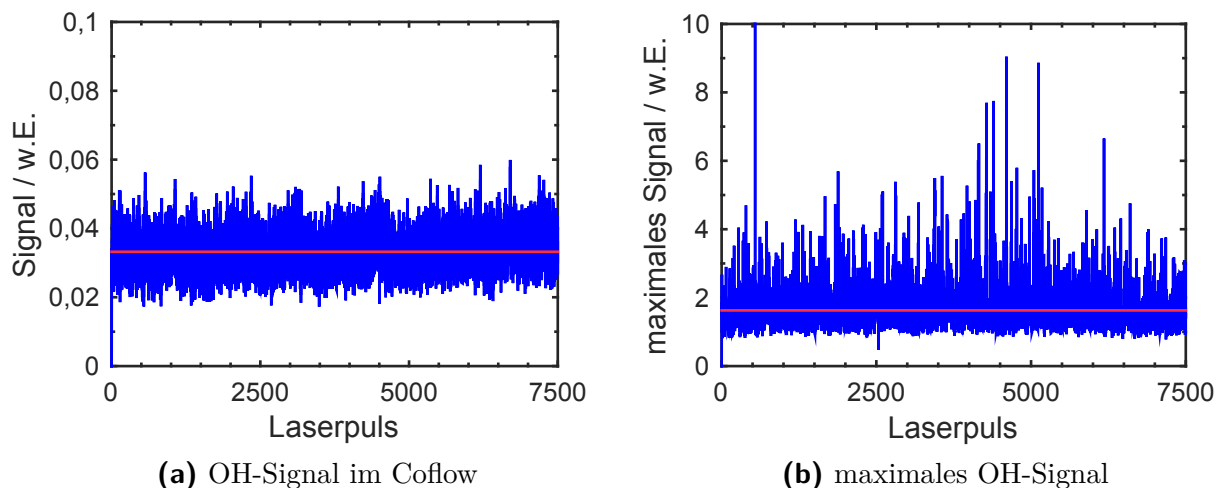
- Unsicherheiten durch Zündkernbewegung während der Belichtungszeit  
Während der Belichtungszeit der Kameras bewegen sich die Zündkerne, das Bild „verwackelt“ also. Bei der hier verwendeten Belichtungszeit von 35  $\mu$ s und einer Jetaustrittsgeschwindigkeit von 182 m/s kann sich ein Zündkern während der Belichtungszeit um etwa 6 mm in axialer Richtung bewegen. Zündkerne entstehen jedoch bei sehr mageren Mischungsbrüchen und ihre Bewegung ist durch die Coflowgeschwindigkeit dominiert. Diese liegt hier zwischen 3,6 und 6,8 m/s. Basierend auf der Coflowgeschwindigkeit bewegen sich Zündkerne maximal 0,26 mm während der Belichtungszeit, bzw. um 0,38 mm zwischen zwei Bildern bei 20 kHz Bildwiederholrate in axialer Richtung.
- Sensitivität  
Wie in Abschnitt 7.3 beschrieben, kann ein Zündkern bedingt durch die niedrigere Sensitivität der Chemolumineszenz-Messung im Vergleich zu OH PLIF erst später detektiert werden. Der Unterschied zwischen der ersten Detektion eines Zündkerns mit Chemolumineszenz und mit OH PLIF ändert sich mit der Coflowtemperatur. Bei Betriebspunkt M-1500-182-4,1-T-R beträgt der Unterschied etwa 0,3 ms. Dies muss bei der Interpretation der Messdaten berücksichtigt werden.
- Signalabsorption  
Bei Detektion von OH-Chemolumineszenz und OH PLIF im (0,0)-Band kann das Signal durch OH in der Sichtline absorbiert werden [166, 167]. Da die Reaktionszone im vorliegenden Experiment relativ dünn ist und auch außerhalb der Reaktionszone nur ein kleiner Bereich mit hoher OH-Konzentration durch Flammenreaktionen auftritt, kann dieser Effekt vernachlässigt werden. Zudem ist OH im Coflow vorhanden; da die Verteilung hier jedoch homogen ist, beeinträchtigt dies nur die Sensitivität der Messung und nicht die Interpretation der Ergebnisse.

### A.3.3 OH PLIF

Bei der quantitativen Auswertung von OH PLIF, wie es hier in Teilen angewandt wurde, sind verschiedene Unsicherheiten zu berücksichtigen, die im Folgenden betrachtet werden.

#### A.3.3.1 CMOS Sensoren und Bildverstärker

Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, können CMOS Sensoren ein nichtlineares Antwortverhalten aufweisen. Dieser Effekt wurde für die vorliegende Arbeit als vernachlässigbar betrachtet. Bei der Verwendung von Bildverstärkern kann es zudem zur sogenannten Ladungsverarmung kommen, das Signal hängt hier von der Signalstärke der vorherigen Bilder ab. Zur Abschätzung dieses Effektes zeigt Abb. A.9 zum einen eine Zeitserie des OH-Signals im Coflowbereich, der zur Kalibrierung des Messsignals verwendet wurde, und zum anderen des maximal gemessenen OH-Signals der Jetflamme für jedes Bild. Die blaue Linie zeigt jeweils den zeitlichen Verlauf, die

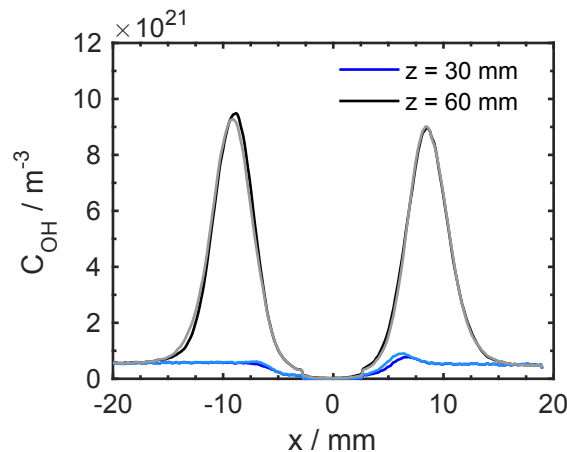


**Abb. A.9:** Zeitserie von OH-Signal im Coflow und maximalem OH-Signal. Die blaue Linie zeigt den zeitlichen Verlauf der Signale, die rote Linie den Mittelwert des Signals.

rote Linie den zugehörigen Mittelwert. Das OH-Signal im Coflow variiert hierbei lediglich im Bereich der Signalschwankungen, die durch die Puls-zu-Puls-Schwankungen der Laserenergie hervorgerufen werden. Die Standardabweichung des OH-Signals im Coflow beträgt etwa 16 %, die Puls-zu-Puls-Schwankung der Laserenergie knapp 10 %. Der Unterschied zwischen beiden Werten ist hauptsächlich durch das schwache Signal im Coflow und dem damit einhergehenden Signalrauschen zu erklären. Auch das maximale OH-Signal schwankt lediglich um einen Betrag, der durch turbulente Fluktuationen zu erwarten ist. Hier beträgt die Standardabweichung des Signals etwa 40 %; ein systematischer Abfall des Signals, wie er durch Ladungsverarmung zu erwarten wäre, ist nicht zu beobachten.



Peterson et al. [230] beobachteten bei der Quantifizierung des Signals von Toluol-PLIF mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera, dass der Effekt der Ladungsverarmung eliminiert werden kann, wenn die ersten 3000 Bilder einer Messserie nicht ausgewertet werden. Um zu überprüfen, ob hier ein ähnliches Verhalten zu beobachten ist, wurden für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R Profile der OH-Mittelwerte erstellt, einmal für die ersten 3500 Bilder einer Messserie und einmal für die darauf folgenden Bilder 3500–7000. Abbildung A.10 zeigt die so gewonnenen horizontalen OH-Profilen bei  $z = 30$  mm (blaue Kurven) und  $z = 60$  mm (graue / schwarze Kurven). Die dunklere Kurve zeigt dabei jeweils die ersten 3500 Bilder,



**Abb. A.10:** Profile der mittleren OH-Konzentration für verschiedene Zeitpunkte nach Start der Messserie zur Untersuchung des Effekts von Ladungsverarmung auf die gemessenen Mittelwerte. Die dunklen Kurven repräsentieren jeweils den Mittelwert der ersten 3500 Bilder einer Messserie, die hellen Kurven den Mittelwert der darauf folgenden 3500 Bilder. Gezeigt sind Profile 30 mm und 60 mm stromab der Brennstoffdüse (entspricht  $z/D = 20$  und  $z/D = 40$ ) für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R.

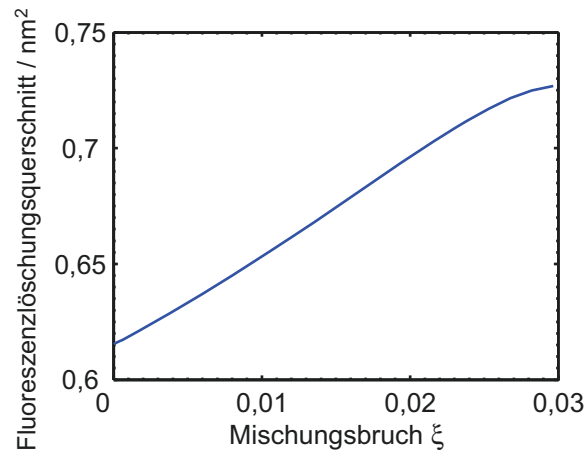
die hellere Kurve die darauf folgenden 3500 Bilder. Zwischen den jeweiligen Profilen ist nur ein marginaler Unterschied zu erkennen, der höchstwahrscheinlich durch turbulente Fluktuationen und eine eventuell nicht ganz konvergierte Statistik hervorgerufen wird. Ein Effekt von Ladungsverarmung auf Mittelwertbilder ist jedoch nicht zu beobachten und wird daher in dieser Arbeit vernachlässigt.

### A.3.3.2 Fluoreszenzlöschung

Bei Messungen mit laserinduzierter Fluoreszenz wird beim Übergang in den Grundzustand die überschüssige Energie nicht bei allen Molekülen in Form von Lichtquanten emittiert, es gibt auch Mechanismen wie Stöße zwischen Molekülen, die für einen strahlungslosen Übergang in den Grundzustand sorgen können. Diese Fluoreszenzlöschung ist zum einen von der lokalen

Temperatur, aber auch von den lokalen Stoßpartnern, d. h. der lokalen Gemischzusammensetzung, abhängig.

Abbildung A.11 zeigt den modellierten effektiven Fluoreszenzlöschungsquerschnitt in Abhängigkeit des Mischungsbruchs. Die Gemischzusammensetzung entspricht jeweils dem adiabaten Gleichgewicht nach vollständiger Reaktion. Da im vorliegenden Fall die Reaktion entweder

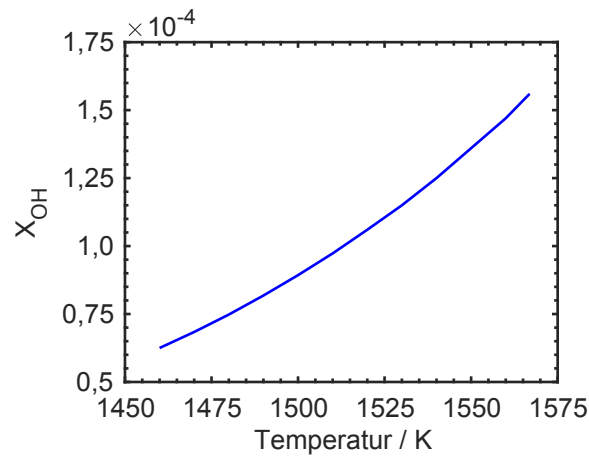


**Abb. A.11:** Abhängigkeit des Fluoreszenzlöschungsquerschnitts von der Gemischzusammensetzung für eine Ein-Schritt-Reaktion für ein Äquivalenzverhältnis der Coflow-Flamme von  $\phi = 0,465$  (Daten aus [165]).

bei sehr mageren Mischungen (bei Selbstzündung), oder nahe dem stöchiometrischen Mischungsbruch (im Fall von Flammenausbreitung) erwartet wird, wurden nur Mischungsbrüche kleiner dem stöchiometrischen Mischungsbruch berücksichtigt. Der Fluoreszenzlöschungsquerschnitt bei  $\xi = 0$  entspricht hierbei reinem Coflowfluid, also dem Bereich, in dem das Messsignal kalibriert wurde. Zu erkennen ist ein steigender Fluoreszenzlöschungsquerschnitt mit ansteigendem Mischungsbruch, was hauptsächlich an den hohen Fluoreszenzlöschungsquerschnitten von Wasser und Kohlenstoffdioxid liegt, die während der Reaktion gebildet werden. Über die Reaktionszone variiert der Fluoreszenzlöschungsquerschnitt um etwa 20 %. Da die Zusammensetzung bzw. der Mischungsbruch nicht simultan mit der OH-Konzentration gemessen werden konnte, ist dies eine Messunsicherheit, die nicht korrigiert werden kann.

### A.3.3.3 Unsicherheiten der Coflowtemperatur und der OH-Konzentration im Coflow

Das OH-Signal wurde im Coflow unter der Annahme einer konstanten OH-Konzentration im Coflow kalibriert. Anhand der Rayleigh-Messungen konnte gezeigt werden, dass die Temperaturverteilung im Coflow sehr homogen ist. Allerdings reagiert die Gleichgewichtskonzentration von OH sehr sensitiv auf die Temperatur. Abbildung A.12 zeigt die Temperaturabhängigkeit der OH-Gleichgewichtskonzentration für Betriebspunkt M-1500-4,1-182-S-R. Mit steigender



**Abb. A.12:** Mit Gaseq [196] berechnete Abhängigkeit des OH-Molenbruchs im Gleichgewicht von der Coflowtemperatur für ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi = 0,465$ . Die adiabate Flammentemperatur beträgt 1564 K.

Temperatur steigt die OH-Konzentration stark an. Die für diesen Betriebspunkt gemessene Temperatur im Coflow beträgt 1495 K. Bis hin zur adiabaten Gleichgewichtstemperatur verdoppelt sich die OH-Konzentration etwa. Da die Coflowtemperatur nicht simultan mit der OH-Konzentration gemessen wurde, ist hier eine Unsicherheit bei der Kalibrierung des Signals zu erwarten. Die Randbedingungen verhielten sich allerdings sehr reproduzierbar und konstant, und auch die statistischen und systematischen Fehler der Rayleigh-Messungen waren klein. Die Unsicherheit der mit Rayleigh-Streuung gemessenen Temperatur ist etwa 3 %, somit beträgt die Unsicherheit der OH-Konzentration aufgrund der Kalibrierungsprozedur maximal 35 %.

#### A.3.3.4 Weitere Messunsicherheiten

Weitere Messunsicherheiten können durch die Puls-zu-Puls-Schwankung der Laserenergie entstehen. Dies wurde jedoch in der Auswertung berücksichtigt, und Schwankungen der Laserpulsenergie wurden herauskalibriert. Weiterhin kann eine endlich genaue Korrektur des Strahlprofils Auswirkungen haben. Da jedoch alle Kalibrierungen über einen großen räumlichen Bereich durchgeführt wurden, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

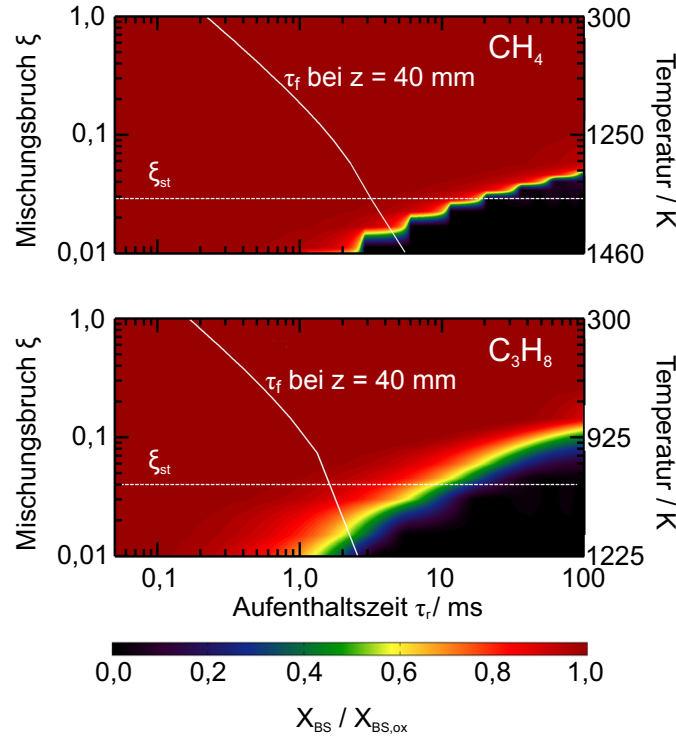
### A.3.4 Rayleigh-Messungen

#### A.3.4.1 Einfluss von Brennstoff-Pyrolyse und Oxidation vor der Zündung

Bisher wurde vorausgesetzt, dass im vorliegenden System eine Mischung von zwei Stoffen ohne signifikante chemische Reaktionen vor Einsetzen der Selbstzündung stattfindet. Durch Mischung des heißen Coflow mit kaltem Brennstoff und den resultierenden hohen Mischungstemperaturen können jedoch prinzipiell chemische Reaktionen stattfinden (vgl. Abschnitt 2.3.1 und 2.3.3). Chemische Reaktionen, die im entsprechenden Temperaturbereich zwischen Brennstofftemperatur  $T_{BS}$  und Coflowtemperatur  $T_{coflow}$  ablaufen, benötigen jedoch eine endliche chemische Aufenthaltszeit  $\tau_c$ , die deutlich länger sein kann als die lokale fluiddynamische Aufenthaltszeit  $\tau_t$ . So lange  $\tau_c \gg \tau_t$  gilt, wird die Datenauswertung, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, nicht durch chemische Reaktionen und thermischen Zerfall des Brennstoffs beeinträchtigt.

Um den Einfluss von thermischem Brennstoffzerfall abzuschätzen, wurden von Jeffrey Sutton an der Ohio State University mit der Software Chemkin [231] Plug Flow Reaktor (PFR)-Simulationen bei den hier vorherrschenden Bedingungen mit einem Reaktionsmechanismus von Wang et al. [221] durchgeführt. Hierbei wurde eine Reihe von Mischungs- und Temperatur-Bedingungen ( $0 < \xi < 1$ ;  $T_{BS} < T < T_{coflow}$ ) und ein großer Bereich von Aufenthaltszeiten  $\tau_r$  ( $0 < \tau_r < 100$  ms) berücksichtigt [43]. In Abbildung A.13 ist der Anteil des thermisch zerfallenen Brennstoffes  $X_{BS,ox}$  farblich kodiert im Mischungsbruch ( $\xi$ )-Zeit ( $\tau_r$ )-Raum, sowohl für Methan als auch für Propan für je einen beispielhaften Betriebspunkt dargestellt. Auf der sekundären Ordinate ist zusätzlich die Mischungstemperatur für den entsprechenden Mischungsbruch gemäß Gleichung 6.7 aufgetragen. Ein Wert von  $X_{BS} / X_{BS,ox} = 1$  bedeutet, dass bislang keine Reaktion stattgefunden hat. Wie zu erwarten, wird bei niedrigen Temperaturen bis zu einer Aufenthaltszeit von 100 ms keine Reaktion beobachtet. Mit steigender Mischungstemperatur, d. h. abnehmendem Mischungsbruch  $\xi$ , nimmt die Zeit, die für eine Reaktion ( $X_{BS} / X_{BS,ox} < 1$ ) benötigt wird, rapide ab. Da für Propan und Methan verschiedene Reaktionsmechanismen für die Nieder- und Mitteltemperaturchemie gelten, ist zu beachten, dass der Einsatz von Reaktionen brennstoffabhängig ist. Auch ist zu sehen, dass der Bereich  $0 < X_{BS} / X_{BS,ox} < 1$  brennstoffabhängig ist, und nur für Methan bei hohen Temperaturen ein abrupter Brennstoffabbau auftritt, für Propan ist der Bereich des Brennstoffabbaus deutlich breiter.

Einen noch besseren Einblick ermöglichen die PFR-Rechnungen, wenn zusätzlich die fluiddyna-



**Abb. A.13:** Thermischer Zerfall von Methan und Propan für verschiedene Aufenthaltszeiten  $\tau_r$  und Mischungsbrüche  $\xi$  für die im Experiment vorherrschenden Bedingungen. ( $X_{BS} / X_{BS,ox}$ ) ist der Anteil des thermisch zerfallenen Brennstoffs. Die weiße durchgezogene Linie gibt die erwartete Aufenthaltszeit  $\tau_f$  auf der Jetachse wieder, die weiße gestrichelte Linie den stöchiometrischen Mischungsbruch (bereits veröffentlicht in [43]).

mische Zeitskala für den turbulenten Jet-in-Hot-Coflow betrachtet wird. Eine charakteristische konvektive Zeitskala für einen Mischungsbruch  $\xi$  kann abgeschätzt werden durch [43]

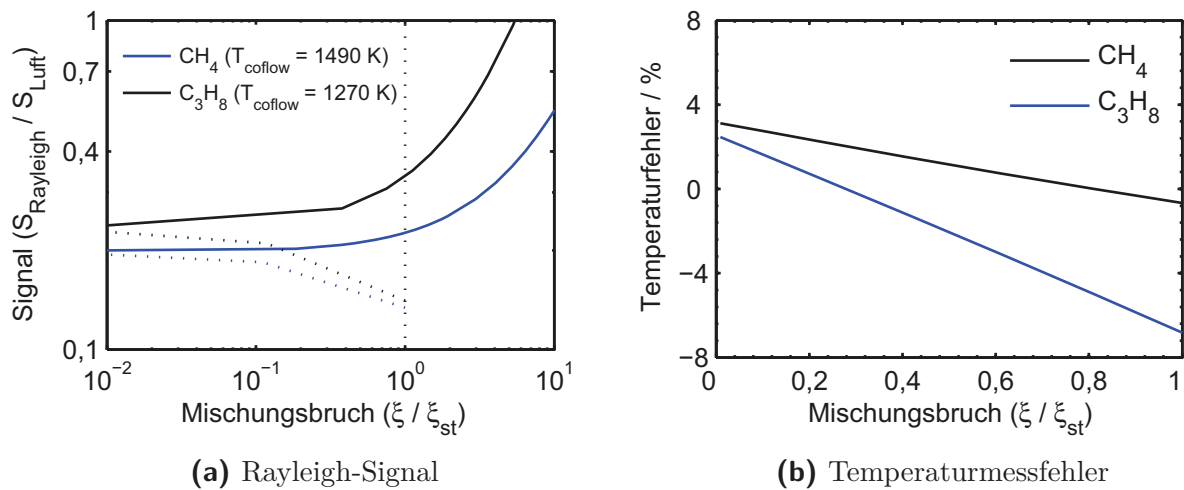
$$\tau_f = \frac{x - x_p}{(v_{BS} - v_{coflow}) \cdot \xi + v_{coflow}}. \quad (\text{A.1})$$

Hierbei sind  $x$  die axiale Position,  $x_p$  die Länge der Anfangsregion des Jets (vgl. Abschnitt 3.1),  $v_{BS}$  ist die Düsenaustrittsgeschwindigkeit des Brennstoffjets und  $v_{coflow}$  ist die Coflowgeschwindigkeit. In Gleichung A.1 wird Selbstähnlichkeit zwischen  $\xi$  und  $(v - v_{coflow}) / (v_{BS} - v_{coflow})$  angenommen. Hierbei ist  $v$  die lokale axiale Geschwindigkeit an einer radialen Position, die zu einem Mischungsbruch  $\xi$  gehört. Die Länge des Kernbereichs des Jets wird aus turbulenten Skalierungsgesetzen für Jetströmungen abgeleitet [145]. In Abb. A.13 sind die ermittelten Zeitskalen  $\tau_f$  für eine axiale Position bei  $z = 40$  mm angegeben, da hier bei den betrachteten Betriebsbedingungen die Selbstzündung auftritt. Basierend auf den PFR-Simulationen tritt für Mischungsbrüche oberhalb der experimentellen Auflösung von  $\xi > 0,02$  kein thermischer Brennstoffzerfall auf. Weiterhin ist die berechnete Aufenthaltszeit  $\tau_f$  ein Extremwert, der annimmt, dass jedes Fluid-Element, das den Kernbereich des Jets verlässt, instantan auf

eine Temperatur erwärmt wird, die  $T = T(\xi)$  bei  $z = 40$  mm entspricht. In der Realität durchläuft ein Fluid-Element eine gewisse Mischungsbruch-Temperatur-Historie, was die effektive Aufenthaltszeit bei heißen und damit reaktiven Bedingungen deutlich verringert. Dies entspricht einer effektiven Verschiebung der  $\tau_f$ -Isolinie zu niedrigeren Werten für eine bestimmte Temperatur. Für die im Experiment vorherrschenden Bedingungen kann der Einfluss von Brennstoffabbau vor Einsetzen der Selbstzündung also vernachlässigt werden.

### A.3.4.2 Temperaturmessungen nach der Zündung

Wie in Abschnitt 6.1 diskutiert, ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Mischungsbruch und Temperatur nur vor Einsetzen der Zündung gegeben. Bei einsetzender Verbrennung steigt die Temperatur stark an und es werden neue Spezies gebildet, so dass der Streuquerschnitt  $\sigma_{mix}$  sinkt. Dadurch sinkt das Verhältnis  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  unter den Wert, der für reines Coflowfluid bei  $T = T_{coflow}$  erwartet wird. Abbildung A.14a zeigt den Zusammenhang zwischen  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  und  $\xi/\xi_{st}$  [43]. Die durchgezogenen Linien beschreiben hierbei das Verhältnis



**Abb. A.14:** Abhängigkeit von  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  und des Temperaturmessfehlers vom Mischungsbruch (bereits veröffentlicht in [43]).

$S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  für reine Mischung, die gestrichelten Linien für eine vollständige Verbrennung. Im Falle von Verbrennung ist  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  immer kleiner als im Falle von reiner Mischung. Daher würde das in Abschnitt 6.1 beschriebene Verfahren für jedes Gebiet mit Verbrennung negative Mischungsbrüche  $\xi < 0$  liefern. Dies ist zwar physikalisch nicht korrekt, jedoch kann dies in der Datenverarbeitung als Indikator für brennende Regionen verwendet werden, in denen die Mischungsbruch- und Temperaturwerte, wie sie durch die Gleichungen 6.5 und 6.6 bestimmt wurden, nicht mehr gültig sind.

Tritt lokal ein Zündkern auf, kann dennoch eine Temperaturmessung mit hinreichender

Genauigkeit durchgeführt werden. Eine gleichzeitige Bestimmung des Mischungsbruchs ist jedoch nicht möglich. Konkret wird in Gebieten, in denen  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  kleiner wird als  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}|_{T=T_{coflow}}$  die Temperatur des reagierenden Gemischs  $T_{reag}$  bestimmt über

$$T_{reag} = T_{Luft}^* \cdot (S_{Rayleigh}/S_{Luft})^{-1}. \quad (A.2)$$

Es wird also angenommen, dass der lokale Mischungsgemittelte Rayleigh-Streuquerschnitt dem von Luft entspricht. Abbildung A.14b zeigt den abgeschätzten Temperaturfehler, der durch die Annahme  $\sigma_{mix, reag} = \sigma_{Luft}$  in reagierenden Gebieten entsteht. Zur Abschätzung des Fehlers wurde die tatsächliche Gemischzusammensetzung im Bereich  $0 < \xi < \xi_{st}$  über einen Ein-Schritt-Mechanismus mit den Randbedingungen des Experiments bestimmt. Die lokale Mischung besteht also aus  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $N_2$  und  $O_2$  mit einem Mischungsgemittelten Rayleigh-Streuquerschnitt von  $\sigma_{mix} = X_{CO_2} \cdot \sigma_{CO_2} + X_{H_2O} \cdot \sigma_{H_2O} + X_{N_2} \cdot \sigma_{N_2} + X_{O_2} \cdot \sigma_{O_2}$ . Hieraus wird das erwartete Verhältnis  $S_{Rayleigh}/S_{Luft}$  gemäß Gleichung 4.4 für eine Temperatur  $T$  berechnet. Der Temperaturfehler, der durch die Annahme  $\sigma_{mix} = \sigma_{Luft}$  entsteht, wird berechnet als  $(T_{reag} - T)/T$ . Für Methan liegt der Temperaturfehler zwischen 0 und 3%, für Propan zwischen -6 und 2,5% mit steigender Unterschätzung der Temperatur bei steigendem Mischungsbruch. Für Untersuchungen mit Methan ist dieser Messfehler also im akzeptablen Bereich.

#### A.3.4.3 Systematische Fehler bei den Rayleigh-Messungen

Das Rayleigh-Signal  $S$  kann im vorliegenden Experiment ausgedrückt werden durch (vgl. Abschnitt 6.1):

$$S = \frac{X_{BS} \cdot \sigma_{BS} \cdot (1 - X_{BS}) \cdot \sigma_{coflow}}{T/T_{Luft} \cdot \sigma_{Luft}}. \quad (A.3)$$

Hierbei sind  $\sigma_{BS}$ ,  $\sigma_{coflow}$  und  $\sigma_{Luft}$  die Rayleigh-Streuquerschnitte von Brennstoff, Coflow und Luft.  $T$  ist die lokale Temperatur,  $T_{Luft}$  ist die Temperatur des Referenzluftstroms,  $X_{BS}$  ist der Brennstoffmolenbruch. In die Messunsicherheiten des Rayleigh-Signals und damit der Temperatur bzw. des Mischungsbruchs gehen damit die Unsicherheiten der einzelnen Elemente von Gleichung A.3 ein.

- $\sigma_{Luft}$ ,  $\sigma_{BS}$

Die Streuquerschnitte von Luft ( $\sigma_{Luft}$ ) und Brennstoff ( $\sigma_{BS}$ ) sind aus der Literatur (z. B. [226]) bekannt und haben somit keine Auswirkung auf die Messung.

- $\sigma_{coflow}$

Der Streuquerschnitt des Coflow wurde, wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, über ein iteratives Verfahren ermittelt. Hierbei wurde das Coflow-Äquivalenzverhältnis als genau bekannt angenommen. Real ist jedoch mit Unsicherheiten zu rechnen, z.B. sind bei einem Äquivalenzverhältnis  $\phi = 0,465$  die Unsicherheiten  $\Delta \dot{m}_{Luft} = 1,2\%$  und  $\Delta \dot{m}_{H_2} = 0,5\%$ . Daraus resultiert eine Unsicherheit des Coflow-Äquivalenzverhältnisses von  $1,6\%$  und von  $\sigma_{coflow}$  von  $1\%$ .

- $T_{Luft}$

Die Temperatur des Referenzluftstroms konnte nicht dauerhaft gemessen werden, hierfür ist eine Unsicherheit von  $5\text{ K}$  oder  $2\%$  anzunehmen.

#### A.3.4.4 Weitere Fehlerquellen

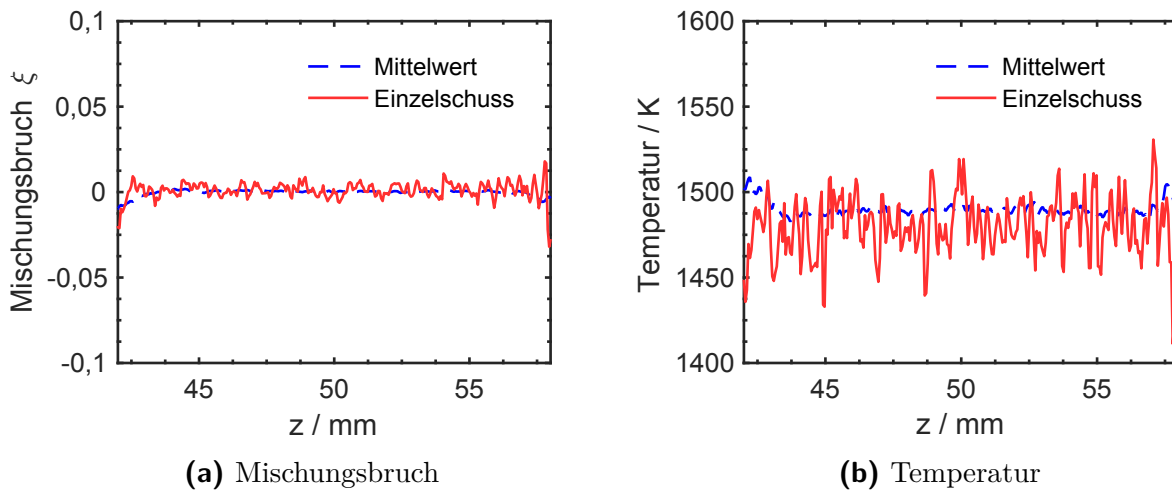
Neben systematischen Fehlern können noch weitere Fehlerquellen auftreten, die aus dem spezifischen Versuchsaufbau resultieren:

- Strahlprofilkorrektur

Eine endlich genaue Strahlprofilkorrektur kann zu Unsicherheiten in den bestimmten Temperaturen und Mischungsbrüchen führen, da die Energiedichte und damit das Rayleigh-Signal trotz konstanter Temperatur und Zusammensetzung räumlich schwanken kann. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurden vertikale Profile des Mischungsbruchs und der Temperatur im Bereich des Coflow bei  $x = 15\text{ mm}$  und im Bereich der mittleren Zündhöhe erstellt. Die Temperatur im Bereich des Coflow ist nahezu konstant (vgl. Abschnitt 7) und der Mischungsbruch im Coflow ist  $\xi = 0$ . Daher repräsentieren die Schwankungen von Temperatur und Mischungsbruch in diesem Bereich die Messunsicherheiten durch die Strahlprofilkorrektur. Abbildung A.15a zeigt ein vertikales Profil des Mischungsbruchs. Die durchgezogene blaue Linie entspricht dem Mittelwert aus 300 Einzelschüssen, die rote Linie einem repräsentativen Einzelschuss. Der mittlere Mischungsbruch der Profile von Einzelschuss und Mittelwert ist 0, die Standardabweichung beträgt  $0,005$  für den Einzelschuss und  $0,002$  für den Mittelwert. Diese Werte liegen unterhalb der durch Bildrauschen hervorgerufenen Schwankungen des Mischungsbruchs und können somit vernachlässigt werden.

Abbildung A.15b zeigt ein vertikales Profil der Temperatur. Hier beträgt die mittlere Temperatur des Profils  $1480\text{ K}$  für den Einzelschuss bzw.  $1490\text{ K}$  für den Mittelwert. Die Standardabweichung beträgt  $4,1\text{ K}$  für den Mittelwert bzw.  $17,5\text{ K}$  für den Einzelschuss. Diese Werte liegen nur leicht oberhalb des Signal-Rausch-Verhältnisses eines repräsentativen Temperatureinzelschusses von  $102,5$ , was einer Temperaturfluktuation von  $14,56\text{ K}$





**Abb. A.15:** Vertikale Profile von Mischungsbruch und Temperatur zur Abschätzung von Messfehlern durch die Strahlprofilkorrektur. Die blauen Kurven repräsentieren jeweils den Mittelwert über 300 Einzelschussmessungen, die roten Kurven einen repräsentativen Einzelschuss.

entspricht. Die Auswirkungen der Strahlprofilkorrektur auf die Temperaturmessungen kann also ebenfalls vernachlässigt werden.

- Streulicht und Hintergrundstrahlung

Streulicht und Hintergrundstrahlung, z. B. durch Raumbeleuchtung, können Rayleigh-Messungen verfälschen, da dann nicht nur Streulicht aus dem Messvolumen, sondern auch aus dem Hintergrund in den Detektor gelangt. Dies kann zu einer zu niedrigen gemessenen Temperatur, bzw. zur Messung eines zu hohen Mischungsbruchs führen. In diesem Experiment wurde die Kalibrierung und Messung des Rayleigh-Signals sowohl für den DLR JHC als auch für den Referenzluftstrom mit dem gleichen Hintergrund durchgeführt. Daher ist nur ein geringer Einfluss von Hintergrundstrahlung auf die Messgenauigkeit zu erwarten. Zusätzlich wurde überprüft, ob Mischungsbrüche  $\xi > 1$  gemessen wurden, was auf einen Einfluss von Streulicht hindeuten könnte. Dies war nicht der Fall.

### A.3.4.5 Räumliche Auflösung und Gradienten

Verschiedene Effekte können die minimal und maximal auflösbaren Mischungsbruchgradienten, aus denen die skalare Dissipationsrate bestimmt wurde, beeinflussen. Diese sind

- Dicke des Laserlichtschnitts

Durch die endliche Dicke des Laserlichtschnitts von etwa 0,3 mm werden Gradienten senkrecht zum Laserlichtschnitt gemittelt. Zum einen kann so die Stärke von Gradienten unterschätzt werden, bei sehr starken Mischungsbruchgradienten kann auch der Mischungsbruch selbst durch die endliche Auflösung leicht unterschätzt werden, da entlang der Sichtlinie über die Laserlichtschnittdicke gemittelt wird.

- Räumliche Auflösung

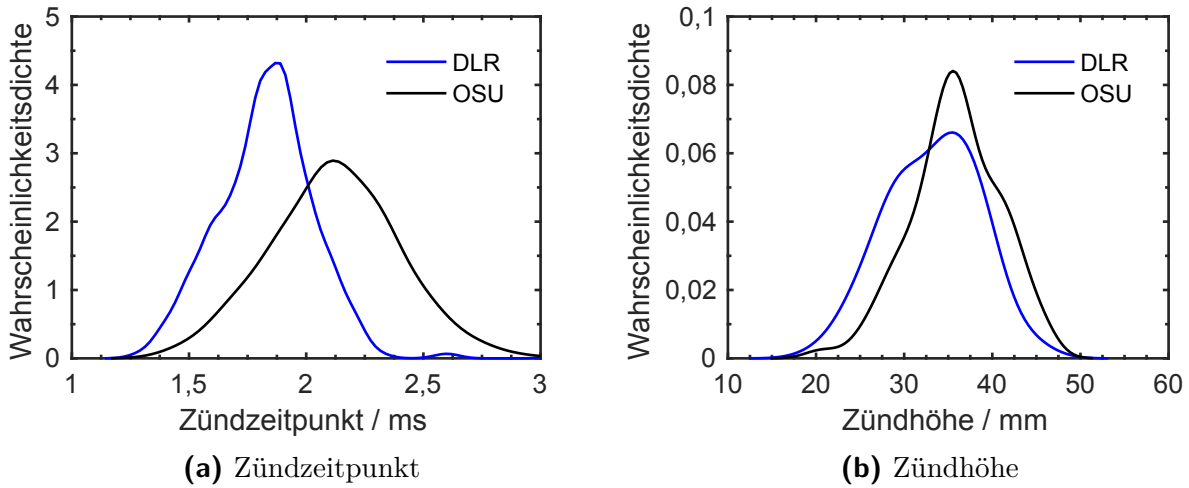
Um Mischungsbruchgradienten exakt auflösen zu können, benötigt man sowohl ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis, als auch eine ausreichende räumliche Auflösung. Die räumliche Auflösung innerhalb der Messebene wurde mit Hilfe der Streifenmuster einer USAF 1951 Auflösungstesttafel bestimmt. Die Streifenmuster weisen hierbei unterschiedliche räumliche Frequenz auf. Innerhalb der Messebene können Gradienten bis zu  $4 \text{ mm}^{-1}$  aufgelöst werden. Der Effekt der räumlichen Auflösung aus der Messebene heraus wurde nicht bestimmt, beeinflusst jedoch die maximal auflösbaren Gradienten.

- Einfluss des Signal-Rausch-Verhältnisses auf die auflösbaren Gradienten

Das Signal-Rausch-Verhältnis der Messungen limitiert die minimal auflösbaren Gradienten. Im Bereich des Coflow ( $\xi = 0$ ) können Mischungsbruchgradienten  $> 0,2 \text{ mm}^{-1}$  aufgelöst werden, in Bereichen mit  $\xi > 0$  können aufgrund des höheren Signal-Rausch-Verhältnisses auch kleinere Gradienten aufgelöst werden.

### A.3.5 Reproduzierbarkeit

Da die Messungen von Temperatur und Mischungsbruch mit planarer Rayleigh-Streuung und die Messung der OH-Konzentration mit PLIF in unterschiedlichen Versuchsaufbauten an unterschiedlichen Orten gemessen wurde, ist die Reproduzierbarkeit der Messungen von großer Bedeutung. Um diese zu überprüfen wurden für Betriebspunkt M-1585-4,1-182-T-R die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von Zündzeitpunkt und Zündhöhe ermittelt. Diese sind in Abb. A.16 dargestellt sind. Die Verteilungen sowohl für Zündzeitpunkt als auch für Zündhöhe



**Abb. A.16:** Reproduzierbarkeit der Messungen: Vergleich der ermittelten Zündhöhen und Zündzeitpunkte bei den Messungen am DLR Stuttgart und an der Ohio State University.

sind für beide Messungen sehr ähnlich. Der mittlere Zündzeitpunkt beträgt  $\bar{\tau}_{ign,DLR} = 1,67$  ms mit einer Standardabweichung von  $\tau_{ignSD,DLR} = 0,11$  ms für die Messungen am DLR und  $\bar{h}_{ign,OSU} = 1,82$  ms mit einer Standardabweichung von  $\tau_{ignSD,OSU} = 0,15$  ms für die Messungen an der Ohio State University. Für die Messungen am DLR beträgt die mittlere Zündhöhe  $\bar{h}_{ign,DLR} = 33,21$  mm mit einer Standardabweichung von  $h_{ignSD,DLR} = 5,26$  mm, für die Messungen an der Ohio State University beträgt die mittlere Zündhöhe  $\bar{h}_{ign,OSU} = 35,82$  mm mit einer Standardabweichung von  $h_{ignSD,OSU} = 5,01$  mm. Die Standardabweichungen liegen jeweils im Rahmen der zu erwartenden Reproduzierbarkeit. Der leichte Unterschied in den Mittelwerten lässt sich zum einen durch die ca. 10 K kältere Kühlwassertemperatur an der OSU und dadurch durch einen eventuell leicht kälteren Coflow während der Messungen an der OSU, sowie vor allem durch den unterschiedlichen optischen Aufbau erklären. Für die Messungen an der OSU wurde ein Objektiv mit einer Brennweite von 100 mm verwendet, für die Messungen am DLR ein Objektiv mit einer Brennweite von 45 mm. Hierdurch ist der betrachtete Raumwinkel für die Messungen am DLR größer, und mehr Licht aus der Messebene erreicht den Detektor. Dadurch konnte die Chemolumineszenz am DLR sensitiver

gemessen, und somit die Zündung früher detektiert werden. Hierdurch ist zum einen ein niedrigerer Zündzeitpunkt zu erwarten, außerdem sollte die mittlere Zündhöhe niedriger werden, da die Zündkerne nach Entstehung stromab propagieren, und somit bei späterer Detektion erst bei höheren axialen Positionen detektiert werden.

Beide Effekte zeigen jedoch nur einen geringen Einfluss auf die bestimmten Zündhöhen und Zündzeitpunkte, die Messungen sind also sehr gut reproduzierbar und vergleichbar.

## Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Dissertation sind Veröffentlichungen entstanden, die Ergebnisse enthalten, die auch in dieser Dissertation behandelt werden. Diese sind im Folgenden aufgeführt.

### Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

- C. M. Arndt, M. J. Papageorge, F. Fuest, J. A. Sutton, W. Meier, M. Aigner,  
*The Role of Temperature, Mixture Fraction, and Scalar Dissipation Rate on Transient Methane Injection and Auto-Ignition in a Jet in Hot Coflow Burner.*  
Combustion and Flame 167 (2016), 60-71.
- M. J. Papageorge, C. M. Arndt, F. Fuest, J. A. Sutton, W. Meier,  
*High-Speed Mixture Fraction and Temperature Imaging of Pulsed, Turbulent Fuel Jets Auto-Igniting in High-Temperature, Vitiated Co-Flows.*  
Experiments in Fluids 55(7) (2014), 1763.
- C. M. Arndt, R. Schießl, J. D. Gounder, W. Meier, M. Aigner,  
*Flame Stabilization and Auto-Ignition of Pulsed Methane Jets in a Hot Coflow: Influence of Temperature.*  
Proceedings of the Combustion Institute 34(1) (2013), 1483-1490.
- C. M. Arndt, J. D. Gounder, W. Meier, M. Aigner,  
*Auto-Ignition and Flame Stabilization of Pulsed Methane Jets in a Hot Vitiated Coflow Studied with High-Speed Laser and Imaging Techniques.*  
Applied Physics B 108(2) (2012), 407-417.
- W. Meier, I. Boxx, C. Arndt, M. Gamba, N. Clemens,  
*Investigation of Auto-Ignition of a Pulsed Methane Jet in Vitiated Air Using High-Speed Imaging Techniques.*  
Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 133(2) (2011), 021504.

## Veröffentlichungen in Konferenz- und Tagungsbänden

- A. M. Steinberg, C. M. Arndt, U. Stopper, W. Meier,  
*Diagnostic requirements for the development of low-emission, fuel-flexible gas turbine combustors.*  
Proceedings of the 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting (2012), AIAA 2012-0698.
- W. Meier, C. M. Arndt, J. Gounder, I. Boxx, K. Marr,  
*High-Speed Imaging Diagnostics Applied to the Study of Auto-Ignition of Methane Jets in a Hot Coflow.*  
Proceedings 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS) (2011), Paper 90.
- C. M. Arndt, J. D. Gounder, I. G. Boxx, K. Marr, W. Meier, M. Aigner,  
*High-Speed Imaging of Auto-Ignition of Pulsed Methane Jets in a Hot Vitiated Co-Flow.*  
Proceedings of the 5th European Combustion Meeting (2011), Paper 28.
- W. Meier, I. Boxx, C. Arndt, M. Gamba, N. Clemens,  
*Investigation of Auto-Ignition of a Pulsed Methane Jet in Vitiated Air Using High-Speed Imaging Techniques.*  
Proceedings of the ASME Turbo Expo (2010), GT2010-22693.

Des Weiteren sind während der Tätigkeit am DLR folgende Veröffentlichungen entstanden, die nicht in dieser Arbeit berücksichtigt sind:

## Veröffentlichungen in Fachzeitschriften

- P. Saini, C. M. Arndt, A. M. Steinberg,  
*Development and evaluation of Gappy-POD for noisy PIV measurements in gas turbine combustors.*  
Experiments in Fluids 57(7) (2016), 122.
- B. D. Geraedts, C. M. Arndt, A. M. Steinberg,  
*Rayleigh Index fields in helically perturbed swirl-stabilized flames using doubly phase conditioned OH\* chemiluminescence tomography.*  
Flow, Turbulence and Combustion 96(4) (2016), 1023-1038.
- W. Meier, C. Dem, C. M. Arndt,  
*Mixing and reaction progress in a confined swirl flame undergoing thermo-acoustic oscillations studied with laser Raman scattering.*  
Experimental Thermal and Fluid Science 73 (2016), 71-78.
- C. M. Arndt, M. Severin, C. Dem, M. Stöhr, A. M. Steinberg, W. Meier,  
*Experimental analysis of thermo-acoustic instabilities in a generic gas turbine combustor by phase-correlated PIV, chemiluminescence, and laser Raman scattering measurements.*  
Experiments in Fluids 56 (2015), 69.
- K. Oberleithner, M. Stöhr, S. H. Im, C. M. Arndt, A. M. Steinberg,  
*Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis.*  
Combustion and Flame 162(8) (2015), 3100-3114.
- C. Dem, M. Stöhr, C. M. Arndt, A. M. Steinberg, W. Meier,  
*Experimental Study of Turbulence-Chemistry Interactions in Perfectly and Partially Premixed Confined Swirl Flames.*  
Zeitschrift für Physikalische Chemie 229(4) (2015), 569-595.
- M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Transient effects of fuel-air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame.*  
Proceedings of the Combustion Institute 35(3) (2015), 3327-3335.

- V. Caux-Brisebois, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Thermo-acoustic velocity coupling in a swirl stabilized gas turbine model combustor.*  
Combustion and Flame 161(12) (2014), 3166-3180.
- J. M. Fleck, P. Griebel, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, M. Aigner,  
*Auto-ignition and flame stabilization of hydrogen/natural gas/nitrogen jets in a vitiated cross-flow at elevated pressure.*  
International Journal of Hydrogen Energy 38(36) (2013), 16441-16452.
- M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Effects of Damköhler number on vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor.*  
Proceedings of the Combustion Institute 34(2) (2013), 3107-3115.
- A. M. Steinberg, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Parametric study of vortex structures and their dynamics in swirl-stabilized combustion.*  
Proceedings of the Combustion Institute 34(2) (2013), 3117-3125.
- J. M. Fleck, P. Griebel, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, C. Naumann, M. Aigner,  
*Autoignition of hydrogen/nitrogen jets in vitiated air crossflows at different pressures.*  
Proceedings of the Combustion Institute 34(2) (2013), 3185-3192.
- I. Boxx, C. M. Arndt, C. D. Carter, W. Meier,  
*Highspeed Laser Diagnostics for the Study of Flame Dynamics in a Lean Premixed Gas Turbine Model Combustor.*  
Experiments in Fluids 52(3) (2012), 555-567.
- A. M. Steinberg, I. Boxx, C. M. Arndt, J. H. Frank, W. Meier,  
*Experimental study of flame-hole reignition mechanisms in a turbulent non-premixed jet flame using sustained multi-kHz PIV and crossed-plane OH PLIF.*  
Proceedings of the Combustion Institute 33(1) (2011), 1663-1672



## Veröffentlichungen in Konferenz- und Tagungsbänden

- C. Kraus, L. Selle, T. Poinso, C. M. Arndt, H. Bockhorn  
*Influence of heat transfer and material temperature on combustion instabilities in a swirl burner.*  
 Proceedings of the ASME Turbo Expo (2016), GT2016-56368.
- P. Saini, A. M. Steinberg, C. M. Arndt,  
*Evaluation of Gappy Proper Orthogonal Decomposition for Gas Turbine Combustor Flows.*  
 Proceedings of the 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting (2016), AIAA 2016-0436.
- W. Meier, C. Dem, C. M. Arndt,  
*Raman measurements of mixing and reaction progress in a confined swirl flame undergoing thermo-acoustic oscillations.*  
 Proceedings of the 9th Mediterranean Combustion Symposium (2015), EGT&SC24.
- B. D. Geraedts, S. Yang, M. G. Adams, C. M. Arndt, A. M. Steinberg,  
*Tomographic reconstruction of thermoacoustic energy transfer patterns in swirl-stabilized flames with helical vortex cores using OH\* chemiluminescence.*  
 Proceedings of the 9th Mediterranean Combustion Symposium (2015), CD-5.
- B. D. Geraedts, A. M. Steinberg, C. M. Arndt,  
*3D Rayleigh Index Fields in Swirl Flames Measured from Tomographic Reconstruction of Doubly-Phase-Conditioned OH\* Chemiluminescence.*  
 AÉRO'15, 62nd CASI Aeronautics Conference and AGM, 3rd GARDN Conference (2015).
- M. Stöhr, K. Oberleithner, C. M. Arndt, A. M. Steinberg, W. Meier,  
*Experimental study of transient coupling of PVC formation and flame shape transition in a bi-stable turbulent swirl flame.*  
 Proceedings of the 7th European Combustion Meeting (2015), P4-83.
- B. D. Geraedts, S. Yang, C. M. Arndt, A. M. Steinberg,  
*Measurement of 3D Rayleigh Index fields in helically-perturbed swirl flames using doubly-phase-conditioned chemiluminescence tomography.*  
 Proceedings of the AIAA Aerospace Sciences Meeting (2015), AIAA 2015-0427.

- V. Caux-Brisebois, A. Steinberg, C. Arndt, W. Meier,  
*Thermo-acoustic Coupling in Swirl-Stabilized Flames with Helical Vortices.*  
Proceedings of the 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (2013),  
AIAA 2013-3650.
- V. Caux-Brisebois, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Thermo-acoustic Velocity Coupling in a Swirl Stabilized Gas Turbine Model Combustor.*  
Combustion Institute Canadian Section Spring Technical Meeting (2013).
- M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier,  
*Effects of unsteady aerodynamic strain in turbulent swirl-stabilized flames.*  
9th European Fluid Mechanics Conference (2012).
- A. M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier, C. D. Carter,  
*Influence of flow-structure dynamics on thermo-acoustic instabilities in oscillating swirl flames.*  
Proceedings of the 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (2011),  
AIAA 2011-5554.
- C. M. Arndt, A. M. Steinberg, I. Boxx, W. Meier, M. Aigner,  
*Influence of Heat Release on Swirl Flow Dynamics from High Speed Laser Measurements in a Gas Turbine Model Combustor.*  
23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS) (2011), Paper 80.
- I. Boxx, C. Arndt, C. Carter, W. Meier,  
*High Speed Laser Diagnostics for the Study of Flame Dynamics in a Lean Technically Premixed Gas Turbine Model Combustor.*  
15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (2010).
- C. M. Arndt, A. M. Steinberg, I. G. Boxx, C. D. Carter, W. Meier, M. Aigner,  
*Flow-Field and Flame Dynamics of a Gas Turbine Model Combustor During Transition Between Thermo-Acoustically Stable and Unstable States.*  
Proceedings of the ASME Turbo Expo (2010), GT2010-22830.

# Urheberrechtliche Angaben

Die Wiedergabe folgender Abbildungen erfolgt unter Berufung auf §51 Abs. 1 UrhG:

- Abb. 2.1 nach [118]
- Abb. 3.1 nach [142]
- Abb. 4.3 nach [160, 162]
- Abb. 4.7 nach [173]
- Abb. 5.2 nach [197]

Die Wiedergabe und deutsche Übersetzung folgender Abbildungen wurde von den betreffenden Verlagen schriftlich genehmigt:

- Abb. 1.2 und Abb. 4.2 nach [63] Copyright © 2001, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Abb. 2.3 nach [116] Copyright © 2006, Cambridge University Press New York.
- Abb. 4.1 nach [152] Copyright © 2008, AIP Publishing LLC.
- Abb. 4.8 nach [176] Copyright © 1998, Elsevier Science Inc.

Einige in dieser Arbeit enthaltene Abbildungen wurden, teilweise in modifizierter Version, bereits vorab in Fachzeitschriften veröffentlicht. Die erneute Verwendung und deutsche Übersetzung wurde von den betreffenden Verlagen schriftlich genehmigt.

- Abb. 5.3, Abb. 5.4, Abb. 6.1, Abb. 7.2, Abb. 7.7, Abb. 7.8, Abb. 7.14, Abb. A.13, Abb. A.14 nach [43] Copyright © 2014, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Abb. 7.3, Abb. 7.6, Abb. 7.36, Abb. 7.37, Abb. 7.38, Abb. 7.39, Abb. 7.40, Abb. 7.59, Abb. 7.60, Abb. 7.61, Abb. 7.62, Abb. 7.63 nach [44] Copyright © 2016, Elsevier Science Inc.
- Abb. 7.51 nach [41] Copyright © 2012, The Combustion Institute. Published by Elsevier Inc.



# Literatur

- [1] P. J. Mohr, D. B. Newell, B. N. Taylor, *CODATA recommended values of the fundamental physical constants*. (2014).
- [2] R. van Basshuysen, F. Schäfer, Hrsg., *Handbuch Verbrennungsmotor*. 7. Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg (2015).
- [3] G. P. Merker, C. Schwarz, R. Teichmann, Hrsg., *Grundlagen Verbrennungsmotoren*. 6. Auflage. Wiesbaden: Vieweg + Teubner Verlag (2012).
- [4] P. W. Huber, C. J. Schexnayder Jr., *Criteria for self-ignition of supersonic hydrogen-air mixtures*. NASA Technical Paper 1457 (1979).
- [5] D. J. Micka, J. F. Driscoll, *Combustion characteristics of a dual-mode scramjet combustor with cavity flameholder*. Proc. Combust. Inst. 32(2) (2009), 2397–2404.
- [6] I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, W. Meier, *Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor*. Combust. Flame 157(8) (2010), 1510–1525.
- [7] O. Lammel, M. Stöhr, P. Kutne, C. Dem, W. Meier, M. Aigner, *Experimental analysis of confined jet flames by laser measurement techniques*. J. Eng. Gas Turbines Power 134(4) (2012), 041506.
- [8] F. Güthe, J. Hellat, P. Flohr, *The reheat concept: The proven pathway to ultralow emissions and high efficiency and flexibility*. J. Eng. Gas Turbines Power 131(2) (2009), 021503.
- [9] J. Fleck, P. Griebel, A. M. Steinberg, M. Stöhr, M. Aigner, *Autoignition limits of hydrogen at relevant reheat combustor operating conditions*. J. Eng. Gas Turbines Power 134(4) (2012), 041502.
- [10] A. Koch, C. Naumann, W. Meier, M. Aigner, *Experimental study and modeling of autoignition of natural gas/air-mixtures under gas turbine relevant conditions*. Proc. ASME Turbo Expo (2005), GT2005–68405.
- [11] International Energy Agency, *World Energy Outlook Special Report on Energy and Climate Change*. (2015).

- [12] Intergovernmental Panel on Climate Change, *Climate Change 2014 Synthesis Report - Summary for Policymakers*. (2014).
- [13] H. Seliger, A. Huber, M. Aigner, *Experimental investigation of a FLOX<sup>®</sup>-based combustor for a small-scale gas turbine based CHP system under atmospheric conditions*. Proc. ASME Turbo Expo (2015), GT2015-43094.
- [14] J. Zanger, T. Monz, M. Aigner, *Experimental investigation of the combustion characteristics of a double-staged FLOX<sup>®</sup>-based combustor on an atmospheric and a micro gas turbine test rig*. Proc. ASME Turbo Expo (2015), GT2015-42313.
- [15] T. Zornek, T. Monz, M. Aigner, *Performance analysis of the micro gas turbine Turbec T100 with a new FLOX-combustion system for low calorific fuels*. Appl. Energy 159 (2015), 276–284.
- [16] T. Rödiger, O. Lammel, M. Aigner, C. Beck, W. Krebs, *Part-load operation of a piloted FLOX<sup>®</sup> combustion system*. J. Eng. Gas Turbines Power 135(3) (2013), 031503.
- [17] O. Lammel, H. Schütz, G. Schmitz, R. Lückcrath, M. Stöhr, B. Noll, M. Aigner, M. Hase, W. Krebs, *FLOX<sup>®</sup> combustion at high power density and high flame temperatures*. J. Eng. Gas Turbines Power 132(12) (2010), 121503.
- [18] P. R. Medwell, B. B. Dally, *Experimental observation of lifted flames in a heated and diluted coflow*. Energy Fuels 26(9) (2012), 5519–5527.
- [19] C. N. Markides, E. Mastorakos, *An experimental study of hydrogen autoignition in a turbulent co-flow of heated air*. Proc. Combust. Inst. 30(1) (2005), 883–891.
- [20] F. Eitel, J. Pareja, D. Geyer, A. Johchi, F. Michel, W. Elsässer, A. Dreizler, *A novel plasma heater for auto-ignition studies of turbulent non-premixed flows*. Exp. Fluids 56 (2015), 186.
- [21] B. B. Dally, A. N. Kerpetis, R. S. Barlow, *Structure of turbulent non-premixed jet flames in a diluted hot coflow*. Proc. Combust. Inst. 29(1) (2002), 1147–1154.
- [22] R. Cabra, T. Myhrvold, J. Y. Chen, R. W. Dibble, A. N. Karpetis, R. S. Barlow, *Simultaneous laser Raman-Rayleigh-LIF measurements and numerical modeling results of a lifted turbulent H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet flame in a vitiated coflow*. Proc. Combust. Inst. 29(2) (2002), 1881–1888.
- [23] R. Cabra, J.-Y. Chen, R. W. Dibble, A. N. Karpetis, R. S. Barlow, *Lifted methane-air jet flames in a vitiated coflow*. Combust. Flame 143(4) (2005), 491–506.
- [24] P. R. Medwell, P. A. M. Kalt, B. B. Dally, *Simultaneous imaging of OH, formaldehyde, and temperature of turbulent nonpremixed jet flames in a heated and diluted coflow*. Combust. Flame 148(1-2) (2007), 48–61.

- [25] R. L. Gordon, A. R. Masri, S. B. Pope, G. M. Goldin, *A numerical study of auto-ignition in turbulent lifted flames issuing into a vitiated co-flow*. Combust. Theor. Model. 11(3) (2007), 351–376.
- [26] R. L. Gordon, A. R. Masri, E. Mastorakos, *Simultaneous Rayleigh temperature, OH- and CH<sub>2</sub>O-LIF imaging of methane jets in a vitiated coflow*. Combust. Flame 155(1-2) (2008), 181–195.
- [27] P. R. Medwell, B. B. Dally, *Effect of fuel composition on jet flames in a heated and diluted oxidant stream*. Combust. Flame 159(10) (2012), 3138–3145.
- [28] E. Oldenhof, M. J. Tummers, E. H. van Veen, D. J. E. M. Roekaerts, *Ignition kernel formation and lift-off behaviour of jet-in-hot-coflow flames*. Combust. Flame 157(6) (2010), 1167–1178.
- [29] E. Oldenhof, M. J. Tummers, E. H. van Veen, D. J. E. M. Roekaerts, *Role of entrainment in the stabilisation of jet-in-hot-coflow flames*. Combust. Flame 158(8) (2011), 1553–1563.
- [30] E. Oldenhof, M. J. Tummers, E. H. van Veen, D. J. E. M. Roekaerts, *Conditional flow field statistics of jet-in-hot-coflow flames*. Combust. Flame 160(8) (2013), 1428–1440.
- [31] B. Choi, K. Kim, S. Chung, *Autoignited laminar lifted flames of propane in coflow jets with tribrachial edge and mild combustion*. Combust. Flame 156(2) (2009), 396–404.
- [32] B. C. Choi, S. H. Chung, *Autoignited laminar lifted flames of methane, ethylene, ethane, and n-butane jets in coflow air with elevated temperature*. Combust. Flame 157(12) (2010), 2348–2356.
- [33] B. C. Choi, S. H. Chung, *Autoignited laminar lifted flames of methane/hydrogen mixtures in heated coflow air*. Combust. Flame 159(4) (2012), 1481–1488.
- [34] Z. Wu, A. R. Masri, R. W. Bilger, *An experimental investigation of the turbulence structure of a lifted H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet flame in a vitiated co-flow*. Flow, Turbulence, Combust. 76(1) (2006), 61–81.
- [35] B. Johannessen, A. North, R. Dibble, T. Løvås, *Experimental studies of autoignition events in unsteady hydrogen-air flames*. Proc. Combust. Inst. 162(9) (2015), 3210–3219.
- [36] P. R. Medwell, P. A. Kalt, B. B. Dally, *Imaging of diluted turbulent ethylene flames stabilized on a jet in hot coflow (JHC) burner*. Combust. Flame 152(1-2) (2008), 100–113.
- [37] E. Oldenhof, M. J. Tummers, E. H. van Veen, D. J. E. M. Roekaerts, *Transient response of the Delft jet-in-hot coflow flames*. Combust. Flame 159(2) (2012), 697–706.

- [38] L. D. Arteaga Mendez, M. J. Tummers, E. H. van Veen, D. J. E. M. Roekaerts, *Effect of hydrogen addition on the structure of natural-gas jet-in-hot-coflow flames*. Proc. Combust. Inst. 35(3) (2015), 3557–3564.
- [39] C. M. Arndt, J. D. Gounder, I. G. Boxx, K. Marr, W. Meier, M. Aigner, *High-speed imaging of auto-ignition of pulsed methane jets in a hot vitiated co-flow*. Proc. 5th Europ. Combust. Meeting (2011), 28.
- [40] W. Meier, C. M. Arndt, J. Gounder, I. Boxx, K. Marr, *High-speed imaging diagnostics applied to the study of auto-ignition of methane jets in a hot coflow*. Proc. 23rd ICDERS (2011), 90.
- [41] C. M. Arndt, J. D. Gounder, W. Meier, M. Aigner, *Auto-ignition and flame stabilization of pulsed methane jets in a hot vitiated coflow studied with high-speed laser and imaging techniques*. Appl. Phys. B 108(2) (2012), 407–417.
- [42] C. M. Arndt, R. Schießl, J. D. Gounder, W. Meier, M. Aigner, *Flame stabilization and auto-ignition of pulsed methane jets in a hot coflow: Influence of temperature*. Proc. Combust. Inst. 34(1) (2013), 1483–1490.
- [43] M. J. Papageorge, C. Arndt, F. Fuest, W. Meier, J. A. Sutton, *High-speed mixture fraction and temperature imaging of pulsed, turbulent fuel jets auto-igniting in high-temperature, vitiated co-flows*. Exp. Fluids 55 (2014), 1763.
- [44] C. M. Arndt, M. J. Papageorge, F. Fuest, J. A. Sutton, W. Meier, M. Aigner, *The role of temperature, mixture fraction, and scalar dissipation rate on transient methane injection and auto-ignition in a jet in hot coflow burner*. Combust. Flame 167 (2016), 60–71.
- [45] G. Bruneaux, *Development of optical diagnostic techniques to correlate mixing and auto-ignition processes in high pressure Diesel jets*. Oil Gas Sci. Technol. 63(4) (2008), 461–477.
- [46] G. Fast, D. Kuhn, A. G. Class, U. Maas, *Auto-ignition during instationary jet evolution of dimethyl ether (DME) in a high-pressure atmosphere*. Combust. Flame 156(1) (2009), 200–213.
- [47] H. Haessler, H. Bockhorn, C. Pfeifer, D. Kuhn, *Formaldehyde-LIF of dimethyl ether during auto-ignition at elevated pressures*. Flow, Turbulence, Combust. 89(2) (2012), 249–259.
- [48] C. Pfeifer, *Experimentelle Untersuchungen von Einflußfaktoren auf die Selbstzündung von gasförmigen und flüssigen Brennstofffreistrahlen*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (2010).



- [49] R. Sadanandan, D. Markus, R. Schießl, U. Maas, J. Olofsson, H. Seyfried, M. Richter, M. Aldén, *Detailed investigation of ignition by hot gas jets*. Proc. Combust. Inst. 31(1) (2007), 719–726.
- [50] J. M. Fleck, P. Griebel, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, C. Naumann, M. Aigner, *Autoignition of hydrogen/nitrogen jets in vitiated air crossflows at different pressures*. Proc. Combust. Inst. 34(2) (2013), 3185–3192.
- [51] A. Schönborn, P. Sayad, A. A. Konnov, J. Klingmann, *Visualisation of propane autoignition in a turbulent flow reactor using OH\* chemiluminescence imaging*. Combust. Flame 160(6) (2013), 1033–1043.
- [52] J. M. Fleck, P. Griebel, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, M. Aigner, *Auto-ignition and flame stabilization of hydrogen/natural gas/nitrogen jets in a vitiated cross-flow at elevated pressure*. Int. J. Hydrogen Energy 38(36) (2013), 16441–16452.
- [53] I. Boxx, C. M. Arndt, C. D. Carter, W. Meier, *Highspeed laser diagnostics for the study of flame dynamics in a lean premixed gas turbine model combustor*. Exp. Fluids 52(3) (2012), 555–567.
- [54] C. M. Arndt, M. Severin, C. Dem, M. Stöhr, A. M. Steinberg, W. Meier, *Experimental analysis of thermo-acoustic instabilities in a generic gas turbine combustor by phase-correlated PIV, chemiluminescence, and laser Raman scattering measurements*. Exp. Fluids 56 (2015), 69.
- [55] M. Stöhr, I. Boxx, C. Carter, W. Meier, *Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor*. Proc. Combust. Inst. 33(2) (2011), 2953–2960.
- [56] C. Heeger, R. L. Gordon, M. J. Tummers, T. Sattelmayer, A. Dreizler, *Experimental analysis of flashback in lean premixed swirling flames: upstream flame propagation*. Exp. Fluids 49(4) (2010), 853–863.
- [57] A. M. Steinberg, I. Boxx, C. M. Arndt, J. H. Frank, W. Meier, *Experimental study of flame-hole reignition mechanisms in a turbulent non-premixed jet flame using sustained multi-kHz PIV and crossed-plane OH PLIF*. Proc. Combust. Inst. 33(1) (2011), 1663–1672.
- [58] M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier, *Effects of Damköhler number on vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor*. Proc. Combust. Inst. 34(2) (2013), 3107–3115.
- [59] M. Stöhr, C. M. Arndt, W. Meier, *Transient effects of fuel-air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame*. Proc. Combust. Inst. 35(3) (2015), 3327–3335.

- [60] C. M. Arndt, A. M. Steinberg, I. G. Boxx, W. Meier, C. D. Carter, M. Aigner, *Flow-field and flame dynamics of a gas turbine model combustor during transition between thermo-acoustically stable and unstable states*. Proc. ASME Turbo Expo (2010), GT2010-22830.
- [61] K. Oberleithner, M. Stöhr, S. H. Im, C. M. Arndt, A. M. Steinberg, *Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis*. Combust. Flame 162(8) (2015), 3100–3114.
- [62] W. Meier, I. Boxx, C. Arndt, M. Gamba, N. Clemens, *Investigation of auto-ignition of a pulsed methane jet in vitiated air using high-speed imaging techniques*. J. Eng. Gas Turbines Power 133(2) (2011), 021504.
- [63] J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble, *Verbrennung - Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. 3. Auflage. Berlin: Springer-Verlag (2001).
- [64] B. Böhm, C. Heeger, R. L. Gordon, A. Dreizler, *New perspectives on turbulent combustion: Multi-parameter high-speed planar laser diagnostics*. Flow, Turbulence, Combust. 86(3) (2011), 313–341.
- [65] V. Sick, *High speed imaging in fundamental and applied combustion research*. Proc. Combust. Inst. 34(2) (2013), 3509–3530.
- [66] C. F. Kaminski, J. Hult, M. Aldén, *High repetition rate planar laser induced fluorescence of OH in a turbulent non-premixed flame*. Appl. Phys. B 68(4) (1999), 757–760.
- [67] B. Thurow, N. Jiang, M. Samimy, W. Lempert, *Narrow-linewidth megahertz-rate pulse-burst laser for high-speed flow diagnostics*. Appl. Opt. 43(26) (2004), 5064–5073.
- [68] F. Fuest, M. J. Papageorge, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *Ultrahigh laser pulse energy and power generation at 10 kHz*. Opt. Lett. 37(15) (2012), 3231–3233.
- [69] M. N. Slipchenko, J. D. Miller, S. Roy, J. R. Gord, S. A. Danczyk, T. R. Meyer, *Quasi-continuous burst-mode laser for high-speed planar imaging*. Opt. Lett. 37(8) (2012), 1346–1348.
- [70] R. A. Patton, K. N. Gabet, N. Jiang, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *Multi-kHz mixture fraction imaging in turbulent jets using planar Rayleigh scattering*. Appl. Phys. B 106(2) (2012), 457–471.
- [71] J. Sjöholm, E. Kristensson, M. Richter, M. Aldén, G. Göritz, K. Knebel, *Ultra-high-speed pumping of an optical parametric oscillator (OPO) for high-speed laser-induced fluorescence measurements*. Meas. Sci. Technol. 20 (2009), 025306.

- [72] J. Olofsson, M. Richter, M. Aldén, *Development of high temporally and spatially (three-dimensional) resolved formaldehyde measurements in combustion environments*. Rev. Sci. Instrum. 77 (2006), 013104.
- [73] J. Hult, U. Meier, W. Meier, A. Harey, C. F. Kaminski, *Experimental analysis of local flame extinction in a turbulent jet diffusion flame by high repetition 2-D laser techniques and multi-scalar measurements*. Proc. Combust. Inst. 30(1) (2005), 701–709.
- [74] *International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Non-Premixed Flames (TNF)*. <http://www.sandia.gov/TNF/abstract.html>. (2016).
- [75] W. Lempert, P.-F. Wu, R. Miles, B. Zhang, J. Lowrance, V. Mastrocola, W. Kosonocky, *Pulse-burst laser system for high-speed flow diagnostics*. Proc. 34th AIAA Aerospace Sciences Meeting (1996), AIAA96–0179.
- [76] P. P. Wu, R. B. Miles, *High-energy pulse-burst laser system for megahertz-rate flow visualization*. Opt. Lett. 25(22) (2000), 1639–1641.
- [77] N. Jiang, W. R. Lempert, G. L. Switzer, T. R. Meyer, J. R. Gord, *Narrow-linewidth megahertz-repetition-rate optical parametric oscillator for high-speed flow and combustion diagnostics*. Appl. Opt. 47 (2008), 64–71.
- [78] J. D. Miller, M. Slipchenko, T. R. Meyer, N. Jiang, W. R. Lempert, J. R. Gord, *Ultrahigh-frame-rate OH fluorescence imaging in turbulent flames using a burst-mode optical parametric oscillator*. Opt. Lett. 34(9) (2009), 1309–1311.
- [79] J. D. Miller, S. R. Engel, T. R. Meyer, T. Seeger, A. Leipertz, *High-speed CH planar laser-induced fluorescence imaging using a multimode-pumped optical parametric oscillator*. Opt. Lett. 36(19) (2011), 3927–3929.
- [80] N. Jiang, R. A. Patton, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *Development of high-repetition rate CH PLIF imaging in turbulent non-premixed flames*. Proc. Combust. Inst. 33(1) (2011), 767–774.
- [81] N. Jiang, M. Webster, W. R. Lempert, J. D. Miller, T. R. Meyer, C. B. Ivey, P. M. Danehy, *MHz-rate nitric oxide planar laser-induced fluorescence imaging in a Mach 10 hypersonic wind tunnel*. Appl. Opt. 50(4) (2011), A20–A28.
- [82] T. A. McManus, M. J. Papageorge, F. Fuest, J. A. Sutton, *Spatio-temporal characteristics of temperature fluctuations in turbulent non-premixed jet flames*. Proc. Combust. Inst. 35(2) (2015), 1191–1198.
- [83] R. A. Patton, K. N. Gabet, N. Jiang, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *Multi-kHz temperature imaging in turbulent non-premixed flames using planar Rayleigh scattering*. Appl. Phys. B 108(2) (2012), 377–392.

- [84] M. J. Papageorge, T. A. McManus, F. Fuest, J. A. Sutton, *Recent advances in high-speed planar Rayleigh scattering in turbulent jets and flames: increased record lengths, acquisition rates, and image quality*. Appl. Phys. B 115(2) (2014), 197–213.
- [85] K. N. Gabet, R. A. Patton, N. Jiang, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *High-speed CH<sub>2</sub>O PLIF imaging in turbulent flames using a pulse-burst laser system*. Appl. Phys. B 106(3) (2012), 569–575.
- [86] K. N. Gabet, N. Jiang, W. R. Lempert, J. A. Sutton, *Demonstration of high-speed 1D Raman scattering line imaging*. Appl. Phys. B 101(1-2) (2010), 1–5.
- [87] A. Upatnieks, J. F. Driscoll, C. C. Rasmussen, S. L. Ceccio, *Liftoff of turbulent jet flames - Assessment of edge flame and other concepts using cinema-PIV*. Combust. Flame 138(3) (2004), 259–272.
- [88] A. M. Steinberg, J. F. Driscoll, S. L. Ceccio, *Measurements of turbulent premixed flame dynamics using cinema stereoscopic PIV*. Exp. Fluids 44(6) (2008), 985–999.
- [89] J. Wäsle, A. Winkler, T. Sattelmayer, *Spatial coherence of the heat release fluctuations in turbulent jet and swirl flames*. Flow, Turbulence, Combust. 75(1) (2005), 29–50.
- [90] C. Kittler, A. Dreizler, *Cinematographic imaging of hydroxyl radicals in turbulent flames by planar laser-induced fluorescence up to 5 kHz repetition rate*. Appl. Phys. B 89(2) (2007), 163–166.
- [91] M. Konle, F. Kiesewetter, T. Sattelmayer, *Simultaneous high repetition rate PIV-LIF-measurements of CIVB driven flashback*. Exp. Fluids 44(4) (2008), 529–538.
- [92] M. E. Cundy, V. Sick, *Hydroxyl radical imaging at kHz rates using a frequency-quadrupled Nd:YLF laser*. Appl. Phys. B 96(2) (2009), 241–245.
- [93] M. Cundy, P. Trunk, A. Dreizler, V. Sick, *Gas-phase toluene LIF temperature imaging near surfaces at 10 kHz*. Exp. Fluids 51(5) (2011), 1169–1176.
- [94] C. Heeger, B. Böhm, I. Boxx, W. Meier, S. F. Ahmed, E. Mastorakos, A. Dreizler, *Planar laser diagnostics at high repetition rates: Acquisition and analysis of transient combustion processes*. Proc. ASME Turbo Expo (2008), GT2008–50152.
- [95] R. L. Gordon, C. Heeger, A. Dreizler, *High-speed mixture fraction imaging*. Appl. Phys. B 96(4) (2009), 745–748.
- [96] B. Bork, B. Böhm, C. Heeger, S. R. Chakravarthy, A. Dreizler, *1D high-speed Rayleigh measurements in turbulent flames*. Appl. Phys. B 101(3) (2010), 487–491.
- [97] M. Juddoo, A. R. Masri, *High-speed OH-PLIF imaging of extinction and re-ignition in non-premixed flames with various levels of oxygenation*. Combust. Flame 158(5) (2011), 902–914.

- [98] A. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, W. Meier, *Flow-flame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor*. Combust. Flame 157(12) (2010), 2250–2266.
- [99] A. M. Steinberg, C. M. Arndt, W. Meier, *Parametric study of vortex structures and their dynamics in swirl-stabilized combustion*. Proc. Combust. Inst. 34(2) (2013), 3117–3125.
- [100] I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, W. Meier, *Sustained multi-kHz flamefront and 3-component velocity-field measurements for the study of turbulent flames*. Appl. Phys. B 95(1) (2009), 23–29.
- [101] I. Boxx, C. Heeger, R. Gordon, B. Böhm, M. Aigner, A. Dreizler, W. Meier, *Simultaneous three-component PIV/OH-PLIF measurements of a turbulent lifted, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>-argon jet diffusion flame at 1.5 kHz repetition rate*. Proc. Combust. Inst. 32(1) (2009), 905–912.
- [102] R. L. Gordon, I. Boxx, C. Carter, A. Dreizler, W. Meier, *Lifted diffusion flame stabilisation: Conditional analysis of multi-parameter high-repetition rate diagnostics at the flame base*. Flow, Turbulence, Combust. 88 (2012), 503–527.
- [103] M. Köhler, I. Boxx, K. P. Geigle, W. Meier, *Simultaneous planar measurements of soot structure and velocity fields in a turbulent lifted jet flame at 3 kHz*. Appl. Phys. B 103 (2011), 271–279.
- [104] B. Coriton, A. M. Steinberg, J. H. Frank, *High-speed tomographic PIV and OH PLIF measurements in turbulent reactive flows*. Exp. Fluids 55 (2014), 1743.
- [105] B. Coriton, J. H. Frank, *High-speed tomographic PIV measurements of strain rate intermittency and clustering in turbulent partially-premixed jet flames*. Proc. Combust. Inst. 35(2) (2015), 1243–1250.
- [106] A. M. Steinberg, B. Coriton, J. H. Frank, *Influence of combustion on principal strain-rate transport in turbulent premixed flames*. Proc. Combust. Inst. 35(2) (2014), 1287–1294.
- [107] C. N. Dennis, C. D. Slabaugh, I. G. Boxx, W. Meier, R. P. Lucht, *Chirped probe pulse femtosecond coherent anti-Stokes Raman scattering thermometry at 5 kHz in a gas turbine model combustor*. Proc. Combust. Inst. 35(3) (2015), 3731–3738.
- [108] I. Boxx, C. Slabaugh, P. Kutne, R. P. Lucht, W. Meier, *3 kHz PIV/OH-PLIF measurements in a gas turbine combustor at elevated pressure*. Proc. Combust. Inst. 35(3) (2014), 3793–3802.

- [109] C. D. Slabaugh, A. C. Pratt, R. P. Lucht, *Simultaneous 5 kHz OH-PLIF/PIV for the study of turbulent combustion at engine conditions*. Appl. Phys. B 118(1) (2015), 109–130.
- [110] W. Paa, D. Müller, H. Stafast, W. Triebel, *Flame turbulences recorded at 1 kHz using planar laser induced fluorescence upon hot band excitation of OH radicals*. Appl. Phys. B 86(1) (2007), 1–5.
- [111] W. Paa, W. Triebel, C. Eigenbrod, M. Larionov, A. Giesen, *The "advanced disk laser" - An onboard laser diagnostics system for drop tower experiments*. Microgravity Sci. Technol. 17(3) (2005), 71–74.
- [112] A. Fiolitakis, P. Ess, P. Gerlinger, M. Aigner, *Anwendung eines Transportgleichungs-PDF-Verfahrens zur Berechnung der Selbstzündung eines Methan-Freistrahles*. VDI-Berichte 2267 (2015), 617–628.
- [113] J. Prause, *persönliche Mitteilung*. (2016).
- [114] F. Joos, *Technische Verbrennung*. Heidelberg: Springer-Verlag (2006).
- [115] I. Glassman, *Combustion*. 4th Edition. Amsterdam: Elsevier (2008).
- [116] C. K. Law, *Combustion Physics*. New York: Cambridge University Press (2006).
- [117] L. J. Spadaccini, M. B. Colket III, *Ignition delay characteristics of methane fuels*. Prog. Energy Combust. Sci. 20(5) (1994), 431–460.
- [118] N. Semenov, *Chemical Kinetics and Chain Reactions*. New York: Oxford University Press (1935).
- [119] D. Frank-Kamenetskii, *Diffusion and Heat Exchange in Chemical Kinetics*. Princeton: Princeton University Press (1955).
- [120] S. Arrhenius, *Über die Reaktionsgeschwindigkeit bei der Inversion von Rohrzucker durch Säuren*. Z. Phys. Chem. 4 (1889), 226–248.
- [121] C. G. Fotache, T. G. Kreutz, C. K. Law, *Ignition of counterflowing methane versus heated air under reduced and elevated pressures*. Combust. Flame 108(4) (1997), 442–470.
- [122] J. M. Hall, M. J. A. Rickard, E. L. Petersen, *Comparison of characteristic time diagnostics for ignition and oxidation of fuel/oxidizer mixtures behind reflected shock waves*. Combust. Sci. Technol. 177(3) (2005), 455–483.
- [123] A. Kéromnès, *Cleaner Combustion - Developing Detailed Chemical Kinetic Models*. Hrsg. von F. Battin-Leclerc, J. M. Simmie, E. Blurock. London: Springer Verlag (2013). Kap. Rapid Compression Machines, 163–181.

- [124] J. Würmel, E. J. Silke, H. J. Curran, M. S. Ó Conaire, J. M. Simmie, *The effect of diluent gases on ignition delay times in the shock tube and in the rapid compression machine*. Combust. Flame 151(1-2) (2007), 289–302.
- [125] K. Yasunaga, R. S. Tranter, *Cleaner Combustion - Developing Detailed Chemical Kinetic Models*. Hrsg. von F. Battin-Leclerc, J. M. Simmie, E. Blurock. London: Springer Verlag (2013). Kap. Speciation in Shock Tubes, 143–161.
- [126] F. Monge, V. Aranda, A. Millera, R. Bilbao, M. U. Alzueta, *Cleaner Combustion - Developing Detailed Chemical Kinetic Models*. Hrsg. von F. Battin-Leclerc, J. M. Simmie, E. Blurock. London: Springer Verlag (2013). Kap. Tubular Flow Reactors, 211–230.
- [127] O. Herbinet, G. Dayma, *Cleaner Combustion - Developing Detailed Chemical Kinetic Models*. Hrsg. von F. Battin-Leclerc, J. M. Simmie, E. Blurock. London: Springer Verlag (2013). Kap. Jet-Stirred Reactors, 183–209.
- [128] E. Mastorakos, *Ignition of turbulent non-premixed flames*. Prog. Energy Combust. Sci. 35(1) (2009), 57–97.
- [129] N. Peters, *Turbulent Combustion*. 2nd Edition. Cambridge: Cambridge University Press (2000).
- [130] A. Liñán, A. Crespo, *An asymptotic analysis of unsteady diffusion flames for large activation energies*. Combust. Sci. Technol. 14(1-3) (1976), 95–117.
- [131] E. Mastorakos, T. A. Baritaud, *Numerical simulations of autoignition in turbulent mixing flows*. Combust. Flame 109(1-2) (1997), 198–223.
- [132] E. Mastorakos, A. Pires Da Cruz, T. A. Baritaud, T. J. Poinso, *A model for the effects of mixing on the autoignition of turbulent flows*. Combust. Sci. Technol. 125(1-6) (1997), 243–282.
- [133] R. Hilbert, D. Thévenin, *Autoignition of turbulent non-premixed flames investigated using direct numerical simulation*. Combust. Flame 128(1-2) (2002), 22–37.
- [134] S. B. Pope, *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press (2010).
- [135] J. E. Rehm, N. T. Clemens, *The association of scalar dissipation rate layers and OH zones with strain, vorticity, and 2-D dilatation fields in turbulent nonpremixed jets and jet flames*. AIAA J. 0676 (1999), 1–21.
- [136] J. A. van Oijen, *Direct numerical simulation of autoigniting mixing layers in MILD combustion*. Proc. Combust. Inst. 34(1) (2013), 1163–1171.
- [137] C. Kortschik, S. Honnet, N. Peters, *Influence of curvature on the onset of autoignition in a corrugated counterflow mixing field*. Combust. Flame 142(1-2) (2005), 140–152.

- [138] J. D. Blouch, C. J. Sung, C. G. Fotache, C. K. Law, *Turbulent ignition of non-premixed hydrogen by heated counterflowing atmospheric air*. Symp. (Int.) Combust. 27 (1998), 1221–1228.
- [139] J. D. Blouch, C. K. Law, *Effects of turbulence on nonpremixed ignition of hydrogen in heated counterflow*. Combust. Flame 132(3) (2003), 512–522.
- [140] C. N. Markides, G. De Paola, E. Mastorakos, *Measurements and simulations of mixing and autoignition of an n-heptane plume in a turbulent flow of heated air*. Exp. Therm. Fluid Sci. 31(5) (2007), 393–401.
- [141] C. Markides, E. Mastorakos, *Experimental investigation of the effects of turbulence and mixing on autoignition chemistry*. Flow, Turbulence, Combust. 86(3) (2011), 585–608.
- [142] P. O. Witze, *The impulsively started incompressible turbulent jet*. Sandia National Laboratories Technical Report SAND80-8617 (1980).
- [143] M. W. Thring, M. P. Newby, *Combustion length of enclosed turbulent jet flames*. Symp. (Int.) Combust. 4(1) (1953), 789–796.
- [144] F. P. Ricou, D. B. Spalding, *Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets*. J. Fluid Mech. 11(1) (1961), 21–32.
- [145] K. M. Tacina, W. J. A. Dahm, *Effects of heat release on turbulent shear flows. Part 1. A general equivalence principle for non-buoyant flows and its application to turbulent jet flames*. J. Fluid Mech. 415 (2000), 23–44.
- [146] I. Wygnanski, H. Fiedler, *Some measurements in the self-preserving jet*. J. Fluid Mech. 38(3) (1969), 577–612.
- [147] T.-W. Kuo, F. V. Bracco, *On the scaling of transient laminar, turbulent, and spray jets*. SAE Technical Paper Series 820038 (1982), 1–28.
- [148] P. G. Hill, P. Ouellette, *Transient turbulent gaseous fuel jets for Diesel engines*. J. Fluids Eng. 121(1) (1999), 93–101.
- [149] A. Joshi, W. Schreiber, *An experimental examination of an impulsively started incompressible turbulent jet*. Exp. Fluids 40(1) (2006), 156–160.
- [150] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*. 4. Auflage. Heidelberg: Springer-Verlag (2004).
- [151] H. Haken, C. Wolf, *Molekülphysik und Quantenchemie*. 4. Auflage. Heidelberg: Springer-Verlag (2003).
- [152] J. Luque, D. R. Crosley, *Transition probabilities in the  $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi_i$  electronic system of OH*. J. Chem. Phys. 109 (1998), 439–448.



- [153] K. Kohse-Höinghaus, J. B. Jeffries, Hrsg., *Applied Combustion Diagnostics*. New York: Taylor & Francis (2002).
- [154] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*. 2. Auflage. Heidelberg: Springer-Verlag (2004).
- [155] A. C. Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. 2nd Edition. Amsterdam: Overseas Publisher Association (OPA) under licence by Gordon und Breach Science Publishers (1996).
- [156] Q. V. Nguyen, R. W. Dibble, C. D. Carter, G. J. Fiechtner, R. S. Barlow, *Raman-LIF measurements of temperature, major species, OH, and NO in a methane-air bunsen flame*. Combust. Flame 105(4) (1996), 499–510.
- [157] V. Bergmann, W. Meier, D. Wolff, W. Stricker, *Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 2D LIF for the characterization of a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame*. Appl. Phys. B 66(4) (1998), 489–502.
- [158] W. Meier, R. S. Barlow, Y.-L. Chen, J.-Y. Chen, *Raman/Rayleigh/LIF measurements in a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame: experimental techniques and turbulence-chemistry interaction*. Combust. Flame 123(3) (2000), 326–343.
- [159] C. Schulz, V. Sick, *Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*. Prog. Energy Combust. Sci. 31(1) (2005), 75–121.
- [160] K. C. Smyth, D. R. Crosley, *Applied Combustion Diagnostics*. Hrsg. von K. Kohse-Höinghaus, J. B. Jeffries. New York: Taylor & Francis (2002). Kap. Detection of Minor Species with Laser Techniques, 9–68.
- [161] R. Schwarzwald, P. Monkhouse, J. Wolfrum, *Picosecond fluorescence lifetime measurement of the OH radical in an atmospheric pressure flame*. Chem. Phys. Lett. 142(1-2) (1987), 15–18.
- [162] C. Heeger, *Flashback investigations in a premixed swirl burner by high-speed laser imaging*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt (2011).
- [163] G. H. Dieke, H. M. Crosswhite, *The ultraviolet bands of OH fundamental data*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2(2) (1962), 97–199.
- [164] P. H. Paul, *A model for temperature-dependent collisional quenching of OH A<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup>*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 51(3) (1994), 511–524.
- [165] M. Tamura, P. A. Berg, J. E. Harrington, J. Luque, J. B. Jeffries, G. P. Smith, D. R. Crosley, *Collisional quenching of CH(A), OH(A), and NO(A) in low pressure hydrocarbon flames*. Combust. Flame 114(3-4) (1998), 502–514.

- [166] R. Sadanandan, W. Meier, J. Heinze, *Experimental study of signal trapping of OH laser induced fluorescence and chemiluminescence in flames*. Appl. Phys. B 106(3) (2012), 717–724.
- [167] A. Brockhinke, J. Krüger, M. Heusing, M. Letzgus, *Measurement and simulation of rotationally-resolved chemiluminescence spectra in flames*. Appl. Phys. B 107(3) (2012), 539–549.
- [168] R. Sadanandan, M. Stöhr, W. Meier, *Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor*. Appl. Phys. B 90(3) (2008), 609–618.
- [169] J. M. Donbar, J. F. Driscoll, C. D. Carter, *Reaction zone structure in turbulent nonpremixed jet flames from CH-OH PLIF images*. Combust. Flame 122(1-2) (2000), 1–19.
- [170] J. Luque, D. R. Crosley, *LIFBASE (version 2.1.1)*. SRI International (1999).
- [171] P. R. Medwell, *Laser Diagnostics in MILD Combustion*. PhD Thesis, University of Adelaide (2007).
- [172] W. Swan, *XXIX. - On the prismatic spectra of the flames of compounds of carbon and hydrogen*. Trans. R. Soc. Edinburgh 21(3) (1857), 411–429.
- [173] M. R. W. Lauer, *Determination of the heat release distribution in turbulent flames by chemiluminescence imaging*. Dissertation, Technische Universität München (2011).
- [174] P. J. Padley, *The origin of the blue continuum in the hydrogen flame*. Transact. Faraday Soc. 56 (1960), 449–454.
- [175] R. W. Schefer, B. D. Kulatilaka, B. D. Patterson, T. B. Settersten, *Visible emission of hydrogen flames*. Combust. Flame 156(6) (2009), 1234–1241.
- [176] H. N. Najm, P. H. Paul, C. J. Mueller, P. S. Wyckoff, *On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate*. Combust. Flame 113(3) (1998), 312–332.
- [177] L. C. Haber, U. Vandsburger, *A global reaction model for OH\* chemiluminescence applied to a laminar flat-flame burner*. Combust. Sci. Technol. 175(10) (2003), 1859–1891.
- [178] N. Anikin, R. Suntz, H. Bockhorn, *Tomographic reconstruction of the OH\*-chemiluminescence distribution in premixed and diffusion flames*. Appl. Phys. B 100(3) (2010), 675–694.
- [179] Y. Ishino, N. Ohiwa, *Three-dimensional computerized tomographic reconstruction of instantaneous distribution of chemiluminescence of a turbulent premixed flame*. JSME Int. J. B 48(1) (2005), 34–40.

- [180] T. D. Upton, D. D. Verhoeven, D. E. Hudgins, *High-resolution computed tomography of a turbulent reacting flow*. Exp. Fluids 50(1) (2011), 125–134.
- [181] J. Floyd, P. Geipel, A. M. Kempf, *Computed tomography of chemiluminescence (CTC): Instantaneous 3D measurements and phantom studies of a turbulent opposed jet flame*. Combust. Flame 158(2) (2011), 376–391.
- [182] A. M. Steinberg, C. M. Arndt, U. Stopper, W. Meier, *Diagnostic requirements for the development of low-emission, fuel-flexible gas turbine combustors*. Proc. 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting (2012), AIAA2012–0698.
- [183] B. D. Geraedts, S. Yang, A. M. Steinberg, C. M. Arndt, *Measurement of 3D Rayleigh index fields in helically-perturbed swirl flames using doubly-phase-conditioned chemiluminescence tomography*. Proc. 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting (2015), AIAA2015–0427.
- [184] B. D. Geraedts, S. Yang, M. G. Adams, C. M. Arndt, A. M. Steinberg, *Tomographic reconstruction of thermoacoustic energy transfer patterns in swirl-stabilized flames with helical vortex cores using OH\* chemiluminescence*. Proc. 9th Mediterranean Combustion Symposium (2015), CD–5.
- [185] B. D. Geraedts, C. M. Arndt, A. M. Steinberg, *Rayleigh index fields in helically perturbed swirl-stabilized flames using doubly phase conditioned OH\* chemiluminescence tomography*. Flow, Turbulence, Combust. (2016).
- [186] N. H. Abel, *Oeuvres Complètes*. Christiania (1839).
- [187] B. O. Ayoola, R. Balachandran, J. H. Frank, E. Mastorakos, C. F. Kaminski, *Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames*. Combust. Flame 144(1-2) (2006), 1–16.
- [188] T. Kathrotia, M. Fikri, M. Bozkurt, M. Harmann, U. Riedel, C. Schulz, *Study of the H + O + M reaction forming OH\*: Kinetics of OH\* chemiluminescence in hydrogen combustion systems*. Combust. Flame 157(7) (2010), 1261–1273.
- [189] J. M. Hall, E. L. Petersen, *An optimized kinetics model for OH chemiluminescence at high temperatures and atmospheric pressures*. Int. J. Chem. Kinet. 38(12) (2006), 714–724.
- [190] K. H. Becker, D. Haaks, T. Tatarczyk, *The Natural lifetime of OH ( $^2\Sigma^+$ ,  $\nu = 0$ ,  $N = 2$ ,  $J = 3/2$ ) and its quenching by atomic hydrogen*. Chem. Phys. Lett. 25(4) (1974), 564–567.
- [191] P. Hogan, D. D. Davis, *OH lifetime measurements of several K levels in the  $\nu' = 1$  manifold of the  $A^2+$  electronic state: Excitation via tunable UV laser*. Chem. Phys. Lett. 29(4) (1974), 555–557.

- [192] A. G. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*. London: Chapman & Hall (1957).
- [193] R. W. B. Pearse, A. G. Gaydon, *The Identification of Molecular Spectra*. London: Chapman & Hall (1976).
- [194] V. N. Nori, J. M. Seitzman, *CH\* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics*. Proc. Combust. Inst. 32(1) (2009), 895–903.
- [195] S. Prucker, W. Meier, W. Stricker, *A flat flame burner as calibration source for combustion research: Temperatures and species concentrations of premixed H<sub>2</sub>/air flames*. Rev. Sci. Instrum. 65(9) (1994), 2908–2911.
- [196] C. Morley, *Gaseq - A chemical Equilibrium Program for Windows*. (2005).
- [197] Sirah Lasertechnik GmbH, *Herstellerinformation*. (2014).
- [198] E. R. Fossum, *CMOS image sensors: Electronic camera-on-a-chip*. IEEE Transactions on Electron Devices 44(10) (1997), 1689–1698.
- [199] A. El Gamal, H. Eltoukhy, *CMOS image sensors*. IEEE Circuits and Devices Magazine 21(3) (2005), 6–20.
- [200] R. Hain, C. J. Kähler, C. Tropea, *Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras*. Exp. Fluids 42(3) (2007), 403–411.
- [201] S. E. Bohndiek, A. Blue, A. T. Clark, M. L. Prydderch, R. Turchetta, G. J. Royle, R. D. Speller, *Comparison of methods for estimating the conversion gain of CMOS active pixel sensors*. IEEE Sens. J. 8(10) (2008), 1734–1744.
- [202] V. Weber, J. Brübach, R. L. Gordon, A. Dreizler, *Pixel-based characterisation of CMOS high-speed camera systems*. Appl. Phys. B 103 (2011), 421–433.
- [203] M. J. Papageorge, *persönliche Mitteilung*. (2016).
- [204] M. A. Gregor, F. Seffrin, F. Fuest, D. Geyer, A. Dreizler, *Multi-scalar measurements in a premixed swirl burner using 1D Raman/Rayleigh scattering*. Proc. Combust. Inst. 32(2) (2009), 1739–1746.
- [205] S. Gordon, B. J. McBride, *Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications - I. Analysis*. NASA Reference Publication 1311 (1994).
- [206] G. Stahl, J. Warnatz, *Numerical investigation of time-dependent properties and extinction of strained methane- and propane-air flamelets*. Combust. Flame 85(3-4) (1991), 285–299.
- [207] T. S. Cheng, J. A. Wehrmeyer, R. W. Pitz, *Simultaneous temperature and multispecies measurement in a lifted hydrogen diffusion flame*. Combust. Flame 91(3-4) (1992), 323–345.

- [208] A. Brockhinke, P. Andresen, K. Kohse-Höinghaus, *Quantitative one-dimensional single-pulse multi-species concentration and temperature measurement in the lift-off region of a turbulent  $H_2$ /air diffusion flame*. Appl. Phys. B 61(6) (1995), 533–545.
- [209] C. S. Yoo, R. Sankaran, J. H. Chen, *Three-dimensional direct numerical simulation of a turbulent lifted hydrogen jet flame in heated coflow: flame stabilization and structure*. J. Fluid Mech. 640 (2009), 453–481.
- [210] S. Navarro-Martinez, A. Kronenburg, *LES-CMC simulations of a lifted methane flame*. Proc. Combust. Inst. 32(1) (2009), 1509–1516.
- [211] L. Muniz, M. G. Mungal, *Instantaneous flame-stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames*. Combust. Flame 111(1-2) (1997), 16–30.
- [212] C. J. Montgomery, C. R. Kaplan, E. S. Oran, *The effect of coflow velocity on a lifted methane-air jet diffusion flame*. Symp. (Int.) Combust. 27 (1998), 1175–1182.
- [213] G. P. Smith, J. Luque, C. Park, J. B. Jeffries, D. R. Crosley, *Low pressure flame determinations of rate constants for  $OH(A)$  and  $CH(A)$  chemiluminescence*. Combust. Flame 131(1-2) (2002), 59–69.
- [214] Y. M. Wright, O.-N. Margari, K. Boulouchos, G. D. Paola, E. Mastorakos, *Experiments and simulations of n-heptane spray auto-ignition in a closed combustion chamber at Diesel engine conditions*. Flow, Turbulence, Combust. 84(1) (2010), 49–78.
- [215] S. Cao, T. Echehki, *Autoignition in nonhomogeneous mixtures: Conditional statistics and implications for modeling*. Combust. Flame 151(1-2) (2007), 120–141.
- [216] J. Doom, K. Mahesh, *Direct numerical simulation of auto-ignition of a hydrogen vortex ring reacting with hot air*. Combust. Flame 156(4) (2009), 813–825.
- [217] S. Sreedhara, K. N. Lakshmisha, *Direct numerical simulation of autoignition in a non-premixed, turbulent medium*. Proc. Combust. Inst. 28(1) (2000), 25–33.
- [218] A. Viggiano, V. Magi, *A 2-D investigation of n-heptane autoignition by means of direct numerical simulation*. Combust. Flame 137(4) (2004), 432–443.
- [219] T. Echehki, J. H. Chen, *Direct numerical simulation of autoignition in non-homogeneous hydrogen-air mixtures*. Combust. Flame 134(3) (2003), 169–191.
- [220] H. G. Im, J. H. Chen, C. K. Law, *Ignition of hydrogen-air mixing layer in turbulent flows*. Symp. (Int.) Combust. 27 (1998), 1047–1056.
- [221] Y. Wang, C. J. Rutland, *Direct numerical simulation of ignition in turbulent n-heptane liquid-fuel spray jets*. Combust. Flame 149(4) (2007), 353–365.

- [222] P. Gerlinger, K. Nold, M. Aigner, *Influence of reaction mechanisms, grid spacing, and inflow conditions on the numerical simulation of lifted supersonic flames*. Int. J. Numer. Methods Fluids 62(12) (2010), 1357–1380.
- [223] D. Demare, F. Baillot, *The role of secondary instabilities in the stabilization of a nonpremixed lifted jet flame*. Phys. Fluids 13 (2001), 2662.
- [224] Y. Xiong, W. L. Roberts, M. C. Drake, T. D. Fansler, *Investigation of pre-mixed flame-kernel/vortex interactions via high-speed imaging*. Combust. Flame 126(4) (2001), 1827–1844.
- [225] D. A. Eichenberger, W. L. Roberts, *Effect of unsteady stretch on spark-ignited flame kernel survival*. Combust. Flame 118(3) (1999), 469–478.
- [226] F. Fuest, R. S. Barlow, J.-Y. Chen, A. Dreizler, *Raman/Rayleigh scattering and CO-LIF measurements in laminar and turbulent jet flames of dimethyl ether*. Combust. Flame 159(8) (2012), 2533–2562.
- [227] D. G. Goodwin, H. K. Moffat, R. L. Speth, *Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, Thermodynamics, and transport processes (Version 2.2.1)*. <http://www.cantera.org>. (2016).
- [228] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner Jr., V. V. Lissianski, Z. Qin, *GRI 3.0*. [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- [229] Siemens AG, *Herstellerinformation*. (2014).
- [230] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm, V. Sick, A. Dreizler, *High-speed PIV and LIF imaging of temperature stratification in an internal combustion engine*. Proc. Combust. Inst. 34(2) (2013), 3653–3660.
- [231] R. J. Kee, F. M. Rupley, E. Meeks, J. A. Miller, *CHEMKIN-III: A FORTRAN chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical and plasma kinetics*. Sandia National Laboratories Technical Report SAND-96-8216 (1996).